PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 13. 1. Juli 1908. 9. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 14 am 22. Juni 1908.

INHALT.

Originalmitteilungen:

St. Landau, Beobachtungen über magnetische Rotationspolarisation im Ultravioletten. S. 417.

K. Bädeker u. E. Pauli, Das elektrische Leitvermögen von festem Kupferjodür. S. 431.

K. Bädeker, Über eine eigentümliche Form elektrischen Leitvermögens. S. 431.

E. Falck, Theoretische Bestimmung des Dampfdrucks fester und flüssiger Kohlensäure. S. 433.

B. Mackü, Über die Bestimmung der Dämpfung von Kondensatorschwingungen bei beliebig enger induktiver Koppelung. S. 437.

J. C. Mc Lennan, Bemerkung über die Radioaktivität gewöhnlicher Metalle und über die durchdringungskräftige Strahlung aus der Erde. S. 440.

N. Russeltvedt, Eine neue Influenzmaschine (Multiplikator). S. 443.

L. Kann, Mechanischer Apparat zur Veranschaulichung der Drehstrom- und Drehfelderzeugung. S. 445.

Berichte über wissenschaftliche Versammlungen:

XV. Hauptversammlung der Deutschen Bunsengesellschaft für angewandte physikalische Chemie in Wien am 28.—31. Mai 1908. S. 447.

Besprechungen:

C. Wernicke, Die Isoliermittel der Elektrotechnik. S. 448.

J. Bruns, Die Telegraphie. S. 448.

K. Stockhausen, Dereingeschlossene Lichtbogen bei Gleichstrom. S. 448.

Berichtigung. S. 448.

Personalien. S. 448.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Beobachtungen über magnetische Rotationspolarisation im Ultravioletten.

Von St. Landau.

Die Hauptaufgabe der Beobachtungen über magnetische Rotationspolarisation ist die Prüfung der verschiedenen über diese Erscheinung aufgestellten Theorien. Letztere scheiden sich in ihren Resultaten am deutlichsten in den Spektralbereichen in der Umgebung von Absorptionsstreifen. Von diesen Streifen geht nämlich scheinbar eine Wirkung auf die magnetische Drehung der Polarisationsebene aus, deren Effekt sich derjenigen Drehung superponiert, die sich bei Abwesenheit dieses Absorptionsstreifens einstellen würde. Eine Gattung von Theorien gibt für diese Effekte zu beiden Seiten des Absorptionsstreifens gleiche, eine zweite entgegengesetzte Vorzeichen. Die einfachste Entscheidung zwischen den beiden Typen von Theorien würde also durch Beobachtungen in der Umgebung von Absorptionsstreifen zu liefern sein, vorausgesetzt, daß diese Absorptionsstreifen Effekte von hinreichender Stärke ausüben, um zuverlässige Messungen zu gestatten. Die Auswahl von Substanzen, deren Absorptionsstreifen diesen Anforderungen entsprechen, bietet indessen einige Schwierigkeit.

Um diese zu umgehen, kann man versuchen, Beobachtungen in Spektralbereichen merklicher Durchsichtigkeit dadurch für eine theoretische Verwendung brauchbar zu machen, daß man die Grenzen jener Bereiche möglichst ausdehnt. Beschränkt man sich nämlich auf das Bereich des sichtbaren Spektrums und zieht für die gewöhnliche Dispersion eine der gebräuchlichen Formeln heran, welche die im Ultrarot und -violett liegenden Absorptionsstreifen summarisch in Rechnung setzt, so ergeben sich zwischen den Resultaten der verschiedenen Theorien für die magnetische Drehung keine Unterschiede, welche die Beobachtungsfehler übertreffen. Die Beobachtung kann in diesem Falle also auch nicht zwischen den Theorien entscheiden. Es bleibt aber die Hoffnung, daß Unterschiede von größeren Beträgen sich geltend machen werden, wenn man das untersuchte Spektralbereich vergrößert.

Von diesen Gesichtspunkten aus sind die nachstehend beschriebenen Beobachtungen an merklich durchsichtigen Körpern unternommen worden, die sich bis in die Gegend der Wellenlänge $\lambda = 250\ \mu\mu$ erstrecken. Obgleich nun die photographische Methode, die ich nach einer von Herrn Prof. Voigt gegebenen Anregung ausgearbeitet habe, eine bisher wohl noch nicht erreichte Genauigkeit liefert, hat sich eine sichere Entscheidung darüber, welche der verschiedenen Theorien der magnetischen Drehung sich auf die untersuchten Körper anwenden läßt, nicht treffen lassen. Ich bin demgemäß jetzt dabei, in der eingangs erwähnten Weise einige Flüssigkeiten mit Absorptionsstreifen innerhalb der diesen benachbarten spektralen Bereiche auf magnetische Drehung zu untersuchen.

Die bei durchsichtigen Körpern erhaltenen Resultate scheinen mir aber an sich interessant genug, um eine Veröffentlichung zu rechtfertigen. Hierbei will ich auch die von mir angewendete Beobachtungsmethode ausführlich beschreiben.

I. Frühere Arbeiten über denselben Gegenstand.

Es liegen nur drei frühere Arbeiten über Rotationspolarisation im Ultravioletten vor.

Van Schaïk[1]) hat Messungen der magnetischen Rotationsdispersion im Flintglase und im Wasser ausgeführt. Er bediente sich dabei des fluoreszierenden Okulars, konnte aber wegen der Schwäche des Lichtes der Fluoreszenz 358 $\mu\mu$ nicht überschreiten. Er schätzt seine Messungen im Ultravioletten jedenfalls bis auf 20′ genau.

Derselben Methode eines fluoreszierenden Okulars bediente sich auch Borel.[2]) Er hat Messungen noch bei 219 $\mu\mu$ ausführen können. Die Messungen sind aber kaum genau zu nennen; der Verfasser charakterisiert sie selbst in folgender Weise: „il n'est pas possible d'estimer le moment exact où l'extinction de la raie lumineuse se produit: on peut parfaitement faire une erreur de quelques degrés". Bekanntlich wurde das fluoreszierende Okular von Soret erfunden und auch von ihm mit größtem Erfolge bei den Messungen der natürlichen Rotationsdispersion im Quarze angewandt. Indessen handelte es sich bei der natürlichen Drehung im Quarze um Winkel von mehreren tausend Graden, wobei ein Fehler von 1° noch unbedeutend war. Bei den Erscheinungen der magnetischen Rotationsdispersion hat man immer mit verhältnismäßig kleinen Winkeln zu tun, und wenn man die Beobachtungen von Borel bis auf ein paar Prozent genau annehmen kann, so kommt das davon, daß sich diese Messungen auf einen außerordentlich durchsichtigen Körper, wie Quarz, beziehen und der Verfasser über tadellose Quarzstücke von etwa 12 cm Dicke verfügte. Selbstverständlich kann diese Methode kein allgemeines Verfahren bilden.

Es ist naheliegend, im Ultravioletten die Photographie anzuwenden, die ja so empfindlich ist und soviel zur genauen Kenntnis der spektralen Vorgänge beigetragen hat. Sie wurde von P. Joubin[3]) bei seinen Untersuchungen über die magnetische Rotationsdispersion beim Steinsalz angewandt. Joubin machte seine Bestimmungen, indem er durch gekreuzte Nicols die Extinktion einer Spektrallinie hervorrief. Bekanntlich aber ist dies Verfahren wenig empfindlich, und es ist nicht zu verwundern, daß auch die Messungen von Joubin nicht viel genauer sind als diejenigen von Borel. „Quant à la précision de mesure" — sagt der Verfasser — „elle est variable avec la région où l'on observe. Elle passe par un maximum vers la raie 18 (Cadmium). Pour celle-ci une rotation de 1° de part et d'autre de la position d'extinction fait réapparaître l'image sur le cliché .... Enfin, à l'extrémité du spectre, vers la raie 24, on peut tourner le polariseur de 3° sans effet apparent."

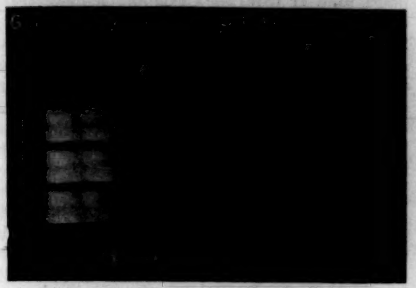
1) W. C. L. van Schaïk, Archives Néerlandaises **17**, 373, 1882.
2) A. Borel, Archives des Sc. Phys. et Nat., Genève, (4) **16**, 24, 1903.
3) P. Joubin, Ann. de Ch. et de Phys. (6) **16**, 78, 1889.

II. Über die hier angewandte photographische Methode und den optischen Teil der Versuche.

Der Grundgedanke der photographischen Methode, die mir von Herrn Prof. W. Voigt angegeben war, besteht darin, daß man vor den Spalt eines Spektrographen einen Halbschattenapparat setzt und zwar so, daß das Spektrum aus zwei übereinanderliegenden Teilen besteht, die den zwei Feldern des Halbschattenapparates entsprechen. Ist keine drehende Substanz im Strahlengange, so sind bei gewissen Einstellungen des Polarisators die beiden Hälften des Spektrums gleich intensiv beleuchtet, und diese gleichmäßige (schwache) Beleuchtung schlägt bei einer geringen Drehung des Polarisators rasch in hell oder dunkel um. Wird nun eine drehende Substanz in den Strahlenweg eingeschaltet, so wird die Intensität in jedem der beiden Spektren mehr oder weniger mit der Wellenlänge variabel und zugleich in dem oberen Spektrum verschieden von der in dem untern an der gleichen Stelle herrschenden. Der zumeist auftretende Fall ist der, daß in einem jeden der Spektren schmälere oder breitere Maxima und Minima auftreten, die in den beiden Spektren gegeneinander verschoben sind. Der Regel nach sind dabei für einzelne Wellenlängen die Intensitäten der beiden Spektren gleich. Diese Wellenlängen gleicher Intensitäten verschieben sich bei Drehung des Analysators.

Photographiert man nun die Erscheinung bei verschiedenen Stellungen des Analysators und bestimmt mit Hilfe eines zwischendurch aufgenommenen bekannten Linienspektrums die Wellenlängen, denen gleiche Intensitäten in beiden Spektren entsprechen, so erhält man zu jeder vorgeschriebenen Drehung der Polarisationsebene die Wellenlängen, welche bei dem untersuchten Körper diese Drehung erfahren. Fig. 1 stellt einige so gewonnene Aufnahmen dar.

Dies schöne Verfahren habe ich in der Tat angewandt, es traten jedoch besondere Schwierigkeiten ein, die mich nötigten, es zu modifizieren. Die hauptsächliche Schwierigkeit besteht darin, daß dabei ein kontinuierliches Spektrum vorausgesetzt wird; ein solches (von genügender Intensität) ist aber im Ultravioletten nicht bekannt; weiter ist der Habitus des Streifens von der Dispersion des Körpers abhängig, was die Messungen kompliziert. Auch wird man bei diesem Verfahren für einen gewissen Drehungswinkel die Wellenlänge immer nur angenähert feststellen können, und doch



1 mm Quarz im Strahlengange.

Fig. 1.

wird man bei den interessanten Fragen der optischen Anomalien vielmehr verlangen, den Drehungswinkel für eine ganz bestimmte Wellenlänge zu finden. Aus diesen Gründen schien es mir zweckmäßig, zu diskontinuierlichen Spektren überzugehen und durch eine Reihe photographischer Aufnahmen festzustellen, bei welcher Lage des Polarisators die gleiche Helligkeit in den beiden Linienhälften eintritt. So ein Verfahren ist mühsam, bietet aber unmittelbar Zahlenwerte.

Es war nun die erste Aufgabe, einen Halbschattenapparat zu finden, der auch im Ultravioletten anwendbar bleibt. Der zunächstliegende Gedanke war der Gebrauch von dünnen, senkrecht zur optischen Achse geschliffenen Quarzplättchen. Die Dicke einer solchen Platte müßte sehr gering und dabei auch wegen der starken Dispersion der Drehung im Quarze variabel sein (1 mm dreht für die *G*-Linie um $42^0{,}6$ und für Cd_{18} um $190^0{,}9$); sollte als Halbschattenapparat eine Quarzplatte benutzt werden, so müßte sie etwa 0,02 mm dick sein, was praktisch kaum ausführbar wäre. Dagegen war die Aufgabe eines solchen Halbschattens leicht lösbar durch ein System von Quarzkeilen. Der letzte wurde folgendermaßen verfertigt. An eine linksdrehende planparallele Platte wurden zwei identische keilförmige angelegt, die rechtsdrehend waren. Die spitzen Kanten der Keile waren entgegengesetzt gerichtet; die keilförmigen Platten waren mit einer Führung versehen und mittels dieser verschiebbar. Das ganze System war so ausgerechnet, daß man durch entsprechende Regulierung im ganzen ultravioletten Gebiete einen Halbschattenwinkel von etwa 5^0 bekommen konnte. Dieser Halbschatten wurde so vor den Spalt des Spektralapparates gestellt, daß die Trennungslinie der beiden Keile den Spalt in zwei Hälften teilte. Auf der anderen Seite des Spaltes wurde ein kleiner Luftnicol befestigt, der ebenfalls den Spalt berührte. So war im Spektrum die Trennungslinie der beiden Teile des Feldes deutlich zu sehen. Trotz wiederholter Versuche gelang es aber nicht, mittels dieser Anordnung die gewünschte Genauigkeit zu erreichen: die Beobachtungsfehler waren stets von der Ordnungsgröße von 15′. Der Mißerfolg ist wahrscheinlich der Rotationsdispersion im Quarze selber zuzuschreiben, durch welche der Vorgang komplizierter wird. Es schien mir dann, daß es vielleicht zweckmäßig und jedenfalls bequem sein würde, einen Halbschattenapparat mit einem festen, für alle Farben unveränderlichen Winkel zu benutzen. Ich bediente mich anfangs mit Erfolg eines Halbschattennicols (ein durchschnittener Nicol nach Jellet-Cornu); derselbe war für meine weiteren Messungen nicht zu gebrauchen, da Kanadabalsam bereits bei 340 $\mu\mu$ absorbiert. Die Firma Steeg & Reuter lieferte indessen zwei kleine Halbschattennicols mit Glyzerinkittung mit einem Winkel von 5^0, die jedenfalls bis etwa 220 $\mu\mu$ vollständig durchlässig waren. Eines dieser Halbschattennicols habe ich mich bei meinen Beobachtungen stets bedient.

So wurde schließlich folgende Anordnung angewandt. Das Licht einer Bogenlampe wird durch eine Beleuchtungslinse (13 cm Brennweite, 4 cm Durchmesser) aus Quarz gesammelt, geht dann durch einen Luftnicol (nach Glan), den durchbohrten Elektromagneten mit der zu untersuchenden Substanz zwischen den Polen und fällt alsdann auf den Halbschattennicol, welcher dicht vor dem Spalte eines Spektrographen steht. Der Analysator ist also fest; der Polarisator ist an einem Kreise befestigt, der $0^0{,}01$ abzulesen erlaubt. Was den Spektrographen betrifft, so war dies ein vorzüglicher auf Anlaß von Prof. Voigt von Zeiß konstruierter Apparat[1]) mit zwei Quarzprismen und mit durch Flußspat achromatisierten Quarzlinsen. Der Spektralapparat ist festarmig; eine beliebige Farbe kann in die Mitte des Gesichtsfeldes gebracht werden durch kombinierte Drehung der zwei Prismen; eine Trommelteilung ermöglicht die Eichung und die Einstellung. Das Fernrohr kann durch eine photographische Kamera ersetzt werden, in welcher, wie üblich, die Platte die Stelle des Okulars einnimmt. Eine Mattscheibe mit eingesetztem Streifen von Uranglas ermöglicht die groben Einstellungen im Ultravioletten; man beobachtet dann mit Hilfe einer Lupe. Die photographische Kassette ist verschiebbar, wodurch auf einer Platte zehn Aufnahmen erhalten werden können. Wie man später sehen wird, kam in meinen Beobachtungen nur die Mitte des Bildes in Betracht; des-

1) Die Beschreibung dieses Apparates findet man in diese Zeitschr. **8**, 837, 1907. F. Löwe, „Über einen Spektralapparat mit fester Ablenkung".

halb konnte ich gewöhnlich die 6×9 cm² Platten noch in drei Teile schneiden. Ich habe anfangs ausschließlich Lumièresche Platten angewandt, fand aber später, daß die „Agfaplatten" diesen für den betreffenden Zweck in jeder Beziehung gleich sind, und jedenfalls empfindlicher für das äußerste ultraviolette Licht (gegen 250 $\mu\mu$).

Die Wahl einer passenden Lichtquelle war schwierig. Da ich, wie gesagt, auch die Untersuchung der anomalen Rotationsdispersion plante, so mußte für einen möglichst stetigen Übergang von einer Wellenlänge zur andern gesorgt werden. Nimmt man Elektroden, welche aus einer Legierung von *Cd*, *Al*, *Sn* usw. bestehen, so bekommt man tatsächlich ein Linienspektrum, wo die Linien ganz dicht nebeneinander stehen. Benutzt man aber einen Funken, so ist das Licht für polarimetrische Zwecke nicht hell genug, im Bogen aber ist man durch den niedrigen Schmelzpunkt der Legierungen behindert. Praktisch blieb nur ein Ausweg: die Benutzung des Eisenbogens. Bekanntlich hat das Eisen unter den gewöhnlichen Metallen den höchsten Schmelzpunkt und sein Spektrum ist außerordentlich reich an ultravioletten Strahlen; es geht dabei bis etwa 230 $\mu\mu$, obgleich die letzten Linien schon sehr schwach sind. Die Benutzung dieser Lichtquelle ist mit großen Schwierigkeiten verbunden, die aber zu überwinden teilweise gelungen ist. Bei einem stärkeren Strome (etwa 9 Amp.) schmelzen die Stäbe stets ab und zwar sehr unregelmäßig. Aus dem schmelzenden Eisen bilden sich Brücken, und der Bogen wird unterbrochen; außerdem wandert er beständig von selbst. Sind dadurch schon die Spektraluntersuchungen mit dem Eisenbogen unbequem[1]), so desto mehr die polarimetrischen, wo solche starke Schwankungen der Lichtquelle unzulässig sind. Dem Übel konnte ich einigermaßen abhelfen durch folgende einfache Anordnung. Ich benutzte eine Handregulierungslampe (die Selbstregulierung ist ganz ausgeschlossen), in der die Elektroden unter 45^0 gegen die Horizontalebene geneigt waren; als Elektroden benutzte ich Eisenstäbe von 1,5 cm Durchmesser. Die obere Elektrode, die ich auf der Drehbank konisch zuspitzte, wählte ich zur Kathode. Dadurch wird der Bogen in seiner Lage festgehalten; bei einem Strome von 7 bis 8 Amp. schmilzt hauptsächlich die Anode ab. Selbstverständlich bilden sich bei dieser Anordnung keine Brücken. Es ist zweckmäßig, die sich auf der Anode bildenden Eisentropfen nicht fallen zu lassen, sondern sie mit der Kathode abzureißen; so kann man sich mit einiger Übung des Bogens stundenlang bedienen. Allerdings muß er jede 2—3 Minuten nachreguliert werden. Man muß immer mit schwächeren Strömen anfangen und dabei die Elektroden stark einander genähert halten, bis sie heiß werden. Mit einiger Übung kann man schon nach dem charakteristischen Zischen erkennen, ob die Bogenlampe gut brennt. Ein passend angebrachter Spiegel erlaubte dem Beobachter in jedem Momente zu kontrollieren, ob der Halbschattenapparat gut beleuchtet ist. Es sei bemerkt, daß die gleichmäßige Beleuchtung des ganzen Halbschattens durchaus keine so wichtige Rolle spielt, wie bei den Beobachtungen mit dem Auge. Man wird vielmehr Sorge tragen, daß der Kollimator des Spektralapparates möglichst viel Licht erhält. Der Halbschattenapparat muß nur einigermaßen symmetrisch gegen die Halbierungslinie beleuchtet sein.

Es war ein ganz natürlicher Gedanke, sich einer anderen, bequemeren Lichtquelle zu bedienen, oder bei der Anwendung des Eisenbogens weitere Verbesserungen einzuführen. Baly[1]) hat in seiner Spektroskopie eine Eisenbogenlampe mit rotierenden Elektroden beschrieben. Der Mechaniker des Göttinger Instituts, Herr Gleisenberg, hat sie in einer von Prof. Voigt vereinfachten Form hergestellt. Hauptsächlich bestand die Lampe aus zwei Achsen, auf welchen dicke, konisch zugespitzte Eisenstäbe befestigt sind. Diese Achsen sind mit einer anderen Achse mit Hilfe von Riemen und Rädern verbunden; diese zweite Achse wird durch einen Motor in Drehung gebracht. Der Drehungssinn der beiden Elektroden ist entgegengesetzt. Zwei Schrauben mit Federn erlaubten während des Ganges, die Elektroden einander zu nähern und zu entfernen. Bei Anwendung dieser Anordnung kann man zu viel stärkeren Strömen übergehen, denn das geschmolzene Eisen verteilt sich regelmäßig um die rotierende Elektrode. Auch die horizontale Stellung des Bogens ist von großem Vorteile. Durch diese Anordnung konnte ich allerdings eine etwas größere Lichtintensität erzielen, dafür ist aber die Handhabung dieser Lampe unbequem und der Bogen flackert infolge der Rotation. Daher fand ich einen wesentlichen Vorteil in der Anwendung dieser Lampe nur bei den weit im Ultravioletten liegenden Linien (gegen 250 $\mu\mu$).

Eine sehr günstige Lichtquelle für die Untersuchung der normalen Rotationsdispersion dürfte wohl eine Quecksilber-Amalgamlampe aus Quarz sein; leider stand mir aber eine solche nicht zur Verfügung, sondern nur zeitweilig eine Quecksilberlampe von Heraeus, mit der sich sehr gut Beobachtungen anstellen ließen.

1) Siehe z. B. die bekannte Abhandlung von Kayser und Runge über das Eisenspektrum. „Über die Spektren der Elemente", Berlin 1888, S. 13.

1) E. Baly, Spectroscopy. London, Longmans, Green and Co. 1905, S. 370.

Der Gang einer Beobachtung war folgender. Zuerst bestimmte ich den Nullpunkt des ganzen Apparates, indem ich die Mattscheibe einsetzte und den Polarisator auf die gleiche Helligkeit der beiden Spektrumhälften im sichtbaren Gebiet einstellte. Mit Hilfe einer Lupe geschieht das leicht mit einer Genauigkeit von 2′—3′. Dann wird die Trommel des Spektrographen so gestellt, daß der zu untersuchende Spektrumteil gerade in die Mitte des Gesichtsfeldes kommt. Nun wird das Magnetfeld erregt. Man ersetzt die Mattscheibe durch die Kassette und macht eine Reihe von Aufnahmen, die sich um eine Drehung des Polarisators von etwa 15, 30 Minuten voneinander unterscheiden. Untersucht man die Platte mit Hilfe eines Mikroskops, so kann man angenähert bestimmen, welcher Einstellung des Polarisators die Gleichheit der Intensitäten der beiden Hälften der untersuchten Spektrallinie entspricht, und daraus angenähert den Drehungswinkel schätzen. Macht man dann neue Reihen von Aufnahmen, bei denen kleinere Drehungen des Polarisators ausgeführt werden, so wird man mit einer großen Genauigkeit den definitiven Drehungswinkel bestimmen können. Praktisch wird dem eine Grenze gestellt, die durch den Halbschattenwinkel und die Intensität der Lichtquelle bestimmt ist. Bei meiner Anordnung bin ich bei Drehungen von 3′ stehen geblieben. Die Messungen wurden beim Kommutieren des Stromes ausgeführt. Indes ist bei den Vorversuchen diese Kommutation nicht nötig, da man aus dem Nullpunkt und aus der Drehung im einen Sinne die Einstellung des Polarisators für die entgegengesetzte Drehung mit genügender Genauigkeit bestimmen kann.

Im Magnetfelde von 7800 C.G.S. 1 cm dicke Steinsalzplatte (Eisenspektrum).

Fig. 2.

Fig. 2 gibt die Reproduktion einer solchen Aufnahmenreihe. Sie bezieht sich auf die Dehnung im Steinsalz und $\lambda = 355\,\mu\mu$; die bezügliche Spektrallinie ist in der Figur markiert. Die Gleichheit der Intensitäten in den Spektren eines Paares tritt in dem dritten Paar von unten ein; dies ist aber auf der Reproduktion kaum wahrnehmbar.

Die Platten wurden mit einem Mikroskope von kleiner Vergrößerung untersucht und zwischen den verschiedenen Aufnahmen diejenige aufgesucht, für welche die Gleichheit der Intensitäten in beiden Linienhälften gerade auftritt. Will man aber eine große Genauigkeit und dabei volle Sicherheit erreichen, so muß sich die betreffende Aufnahme zwischen mehreren anderen Aufnahmen befinden, damit das Auge eine Reihe von Übergängen vor sich hat; denn bei kleinen Drehungswinkeln des Polarisators sind die Differenzen in der Schwärzung sehr fein. Falls eine Unsicherheit eintritt, was wegen des unruhigen Brennens der Bogenlampe möglich war, so wird man sich zweckmäßig der Stärkekontraste bei den äußersten Aufnahmen auf der Platte bedienen können. In den Randaufnahmen ist immer eine Hälfte der Linie mehr geschwärzt als die andere, und zwar sind die Verhältnisse auf den beiden Rändern entgegengesetzt. Ist der Kontrast zwischen hell und dunkel auf einem Rande stärker als auf dem anderen, so wird man daraus schließen, daß auch die gleiche Intensität näher zum letztern eintritt. Die Platten muß man untersuchen bei einer günstigen Beleuchtung, die weder zu stark noch zu schwach sein darf. Die Expositionszeit ist für die Empfindlichkeit der Methode von größter Wichtigkeit. Bei einer längeren Exposition verschwinden die feinen Unterschiede. Die Linie muß deutlich, aber auch delikat sein. Man wird deshalb in einem Vorversuche für verschiedene Linien die richtigen Expositionszeiten bestimmen. Am einfachsten geschieht dies dadurch, daß man in der Nullage des Apparates für ein ausgedehntes Spektrumgebiet eine Reihe von Aufnahmen verschiedener Expositionszeiten macht. Selbstverständlich variiert auch die Expositionszeit mit der zu untersuchenden Substanz; sie wechselt von 10 Sek. bis 6 Min.

Die Verschiedenheit der nötigen Expositionszeiten bei den benachbarten Linien und auch die Notwendigkeit, wegen der sicheren Schätzung, die in Betracht kommende Aufnahme in der Mitte der Platte zu haben, verursachten, daß mir im allgemeinen jede Platte mit 10 Aufnahmen nur eine Zahl gab. Da die Bestimmung bei Kommutation des Stromes geschieht, so gehörten 20 Aufnahmen auf 2 Platten zu einer Messung. Jede Messung wiederholte ich wenigstens zweimal. Die Methode gilt selbst-

verstandlich auch für den sichtbaren Spektrumsbereich, in grün und gelb — mit Hilfe orthochromatischer Platten. Sie hat aber besonderen Wert für den blauen und violetten Spektrumteil, wo die Beobachtungen mit dem Auge schwierig sind.

III. Der magnetische Teil der Versuchsanordnung.

Was den magnetischen Teil der Versuche betrifft, so wurde hier mit einem Elektromagneten kleinerer Dimension[1]) gearbeitet; er gab mir bei einer Stromstärke von etwa 15 Amp. und einem Abstande der Polschuhe von 12 mm ein Feld von ca. 7700 C.G.S.-Einheiten.

Das Feld war inhomogen, was von geringer Bedeutung ist, wenn man die zu untersuchenden Substanzen von gleicher Dicke wählt und in immer derselben Position beobachtet, vorausgesetzt, daß es sich, wie bei den Dispersionsuntersuchungen, bloß nur um relative Werte der Drehungen handelt. Um den betreffenden Körpern im Magnetfelde eine immer unveränderliche Position zu geben, habe ich sie einfach an einen der Polschuhe mit Hilfe kleiner Gummistücke leicht angepreßt. Den absoluten Wert des Magnetfeldes habe ich durch zwei verschiedene Verfahren bestimmt: erstens durch die magnetische Drehung der Polarisationsebene im Wasser und zweitens mit Hilfe einer Wismutspirale, deren Widerstandsänderung im Felde ich gemessen habe.

Die Verdetsche Konstante für Wasser für *Na*-Licht ist von Siertsema bestimmt worden; zugleich wurden von demselben Autor[2]) Messungen über das Verhältnis der Drehungswinkel für andere Wellenlängen ausgeführt, unter anderen auch für $\lambda = 453$. Da ich nun für die magnetische Drehung in einer 1,005 cm dicken Schicht für $\lambda = 452{,}9$ (*Fe*) einen Winkel von $2^0{,}993$ bekam, so habe ich die mittlere Feldstärke auf dem betreffenden Lichtwege mit Hilfe der Verdetschen Konstante für Wasser $-0{,}01302$ und des Verhältnisses der Drehungen $\frac{\alpha_{453}}{\alpha_D} = 1{,}763$ zu

$$\mathfrak{H} = \frac{2{,}993 \times 60}{0{,}01302 \times 1{,}763 \times 1{,}005} = 7784 \text{ C.G.S.-Einh.}$$

berechnet.

Die anderen von mir untersuchten Substanzen waren immer beinahe 1 cm dick, so daß nur eine Korrektion genügte. Diese Korrektion entnahm ich aus der Kurve des Magnetfeldes, die mir die Messungen mit Hilfe der Wismutspirale in folgender Weise lieferten. Ich bestimmte die Änderung des Widerstandes der Spirale an verschiedenen Stellen des Magnetfeldes, indem ich sie von Millimeter zu Millimeter verschob. Aus der von der Fabrik gelieferten Eichungskurve bestimmte ich dann die entsprechenden Werte des Magnetfeldes und konnte so eine Kurve aufzeichnen. Dann konnte ich aber auch durch einfaches Auszählen der Quadrate auf millimetriertem Papier über ein gewisses Bereich integrieren und hierdurch den Mittelwert bilden.

So wurde in jedem einzelnen Falle verfahren. Der Vergleich der beiden Methoden ergab, daß die mit Hilfe der Wismutspirale gefundenen Werte noch im Verhältnis $\frac{778}{787}$ zu verringern waren, da nämlich die Wismutspirale für die oben erwähnte Wasserschicht anstatt 7780 C.G.S. — 7870 C.G.S. ergab. Der Unterschied von 1,2 Proz. ist wohl so zu erklären, daß bei den Messungen mit der Wismutspirale die letztere wegen ihrer gewissen Dicke nicht unmittelbar an die Polschuhe geschoben werden konnte und außerdem die Eichungskurve kaum zuverlässiger als auf 1 Proz. ist. Andererseits ist der wahrscheinliche Fehler für meine Messung der magnetischen Drehung für $\lambda = 452{,}9$ nicht größer als 0,6 Proz. und ebenso genau sind Siertsemas Zahlenwerte anzunehmen.

Die Kurve des Magnetfeldes erlaubte mir auch die Drehung in den Quarzblättchen, mit Hilfe derer ich den Trog mit Flüssigkeiten verschloß, auszurechnen. Ich bediente mich dabei der Werte der Verdetschen Konstante, die von Borel[1]) für Quarz gegeben worden sind. Außerdem habe ich die Zahlenwerte für die Wellenlängen: 452,9 404,6, 360,9, 310,0 256,3 249,6 auch unmittelbar bestimmt und innerhalb der Beobachtungsfehler eine völlige Übereinstimmung gefunden.

Um den Strom im Elektromagneten konstant zu halten, bediente ich mich eines Westonschen Millivoltmeters, dessen Angaben ich mit einer größeren Genauigkeit wie 0,2 Proz. bestimmen konnte. Ich habe stets den Nullpunkt des Instrumentes notiert, jedoch beeinflußten seine kleinen Veränderungen die Zahlenwerte nicht, wie ich mich bei wiederholten Versuchen überzeugen konnte. Daß sich auch die Elastizität der Feder während der ganzen Beobachtungszeit nicht verändert hat, konnte ich beim Wiederholen der Versuche sehen. So z. B. erhielt ich in einer Beobachtungsreihe für die Drehung in einer Platte von schwerem Bleiglase an der Linie *Fe*/452,9 den Winkel $9^0 22',5$ und etwa 8 Monate später $-9^0 24'$; ebenso für Alkohol an der Linie *Fe*/360,9 zunächst $4^0{,}60$ und nach einem halben Jahre $-4^0{,}61$.

1) B. Bavink, Gött. Dissertation 1904 und Neues Jahrb. für Mineralogie, Beil. Bd. XIX.

2) Siertsema, Arch. Néerlandaises (2) **6**, 825, 1901.

1) l. c., S. 168.

Für die Regulierung des Stromes wurde ein kleiner Hilfswiderstand aus dickem Konstantandraht angefertigt, der mit einem passenden Schleifkontakt versehen war. So konnte der Strom sehr fein und bequem reguliert werden. Es ist zu bemerken, daß die Fehler aus der Stromschwankung in meinem Falle ganz ausgeschlossen waren, da ich während der Beobachtungen meine ganze Aufmerksamkeit auf die Stromregulierung wenden konnte. Dies ist auch einer der Vorteile der photographischen Methode.

Bei der angewandten Stromstärke (15 Amp.) erhitzte sich der Elektromagnet rasch. Da er auch gepanzert war, so stieg die Temperatur zwischen den Polschuhen in solchem Maße, daß ein Einfluß zu befürchten war. Um dem abhelfen, wurde eine Kühlung von etwas komplizierter Form konstruiert, die zwischen die Pole angebracht war. Es wurde auch eine Öffnung für ein Thermometer hergestellt; das letztere zeigte gewöhnlich die Temperatur von ca. 16°. Daraus würde man aber noch schwer die Temperatur des untersuchten Körpers schließen, da derselbe an einen der Polschuhe angelegt war und sich dadurch mehr erhitzen konnte. Jedenfalls wurde die Kühlung so eingerichtet, daß dieser Polschuh besonders stark gekühlt war. Wurden zwei Messungen ausgeführt, eine am Anfang der Beobachtungen, die andere am Ende, wo der Elektromagnet schon heiß war, so konnte man keine Differenzen bemerken, die außerhalb der Beobachtungsfehler lagen. So darf man annehmen, daß sich alle diese Beobachtungen etwa auf eine Temperatur von 16° beziehen, da ja, wie bekannt, das Drehungsvermögen von der Temperatur nur sehr wenig abhängt.

IV. Erreichte Genauigkeit und Korrektionen.

Wie schon oben bemerkt, wurden bei den Messungen Drehungen des Polarisators von 3′ ausgeführt und es wurde dann unter den entsprechenden Aufnahmen diejenige ausgesucht, bei welcher die Bedingung der gleichen Intensität beider Linienhälften möglichst vollkommen erfüllt war. Gewöhnlich fand ich zwei Aufnahmen, zwischen denen die Umkehrung der Intensitäten in den beiden Linienhälften stattfand, und nahm dann den Mittelwert als richtig; so betrug die Genauigkeit einer Einstellung mindestens 1′,5. Es wurde immer der doppelte Drehungswinkel bestimmt und alle Messungen wurden wenigstens zweimal wiederholt. Die so erhaltenen Zahlen waren immer gut übereinstimmend und differierten bei dem doppelten Winkel der Regel nach höchstens um 3′. Es geschah jedoch zuweilen, obgleich selten, daß etwas größere Differenzen auftraten, die hauptsächlich von dem unruhigen Brennen der Bogenlampe herrühren dürften. Die erhaltene Genauigkeit ist anscheinend unabhängig von der Dispersion des Körpers und von der absoluten Größe des Drehungswinkels.

Als Beispiel gebe ich die Zahlenwerte, die für die Rotationsdispersion im Wasser gefunden waren. Aus 6 Beobachtungen, bei $\lambda =$ 452,9; 404,6; 360,9; 310,0; 275,0; 249,6 $\mu\mu$, wurde hier zuerst die Kurve gezeichnet, aus dieser Werte der Winkel für vier Zwischenlinien abgelesen und dann mit neuen unmittelbaren Beobachtungen verglichen. Es ergaben sich folgende Resultate:

λ	Aus der Kurve entnommen	Beobachtet
440,5	3°,37	3°,36
430,8	3°,55	3°,54
419,9	3°,75	3°,74
388,6	4°,50	4°,51

Die Differenzen sind kleiner als die Unsicherheit, welche von der Methode selber herrührt.

Was die nötigen Korrektionen betrifft, waren hier folgende zu erwägen: 1. die Korrektion wegen der Änderung der Temperatur, 2. wegen der Veränderlichkeit des Nullpunktes des Amperemeters, 3. wegen der Unvollkommenheit der Nicols, 4. wegen der vielfachen Reflexionen, die das Licht an den Endflächen der untersuchten Platten erfährt. Die zwei ersten spielen keine Rolle, wie oben gezeigt wurde. Die Unvollkommenheit des Nicols besteht darin, daß bei ihnen die Extinktion nicht in zwei sich voneinander um 180° unterscheidenden Positionen zustande kommt; sie hat ihre Ursache in der mangelhaften Parallelität der Endflächen und in der Lage der optischen Achse gegen die Drehungsachse des Apparates. Dieser Fehler ist gewöhnlich größer bei den Nicols mit schiefen Endflächen als bei den mit geraden. Durch Versuche habe ich mich überzeugen können, daß die in meinem Falle davon herrührenden Fehler auch noch in den Grenzen der Beobachtungsfehler blieben. So z. B. erhielt ich bei den Messungen der Rotationsdispersion im Flußspat folgende Zahlenwerte für die Linie *Fe* 263,1, die auch als Beispiel guter Einstellungen dienen mögen:

	Versuch Nr. I, II, III		
Erste Einst. des Polarisators .	182°,625	182°,625	362°,625
Zweite Einst. des Polarisators bei Stromumkehr	167°,375	167°,375	347°,400
Doppelter Drehungswinkel .	15°,25	15°,25	15°,225

Der dritte Versuch wurde in dem entgegengesetzten Teile des Kreises ausgeführt. Ähnliche Versuche wurden auch in anderen Fällen angestellt nnd das Resultat war dasselbe. Allerdings verfügte ich über einen vorzüglich gearbeiteten Nicol mit geraden Endflächen.

Auf die Korrektion für die vielfachen Reflexionen hat zuerst Borel aufmerksam gemacht[1]) und dafür einen für die Anwendung ziemlich unbequemen Ausdruck gegeben. Ich schließe mich hier an die Form, welche Prof. W. Voigt dafür gibt[2]), indem er die Lichtintensitäten in einem Halbschattenapparat in Betracht zieht. Es wird gezeigt, daß man von dem beobachteten Winkel noch den Wert $\frac{1}{2}\left(\frac{n-1}{n+1}\right)^4 \sin 4\alpha$ subtrahieren muß, wobei n der Brechungsindex, α der Drehungswinkel ist. Diese Korrektion ist nicht unbedeutend. Sie beträgt z. B. für meine Messungen der Dispersion im Wasser für einen Winkel von etwa 10° ca. 0°,08, also beinahe 1 Proz. Der wahrscheinliche Fehler der Messung ist dabei keineswegs größer als 0°,02. Man sieht also, daß die Korrektion bei genauen Messungen und größeren Drehungswinkeln durchaus notwendig ist.

Im Falle der Flüssigkeiten ist die Sache insofern komplizierter, als man dort mit verschiedenen Reflexionen zu tun hat: das Licht wird reflektiert beim Übergange von Flüssigkeit in die Verschlußplatten, wie auch beim Ausgange in die Luft. Man wird also vier Strahlenarten in Betracht ziehen müssen, wie es aus der Figur 3 leicht verständlich ist. Die

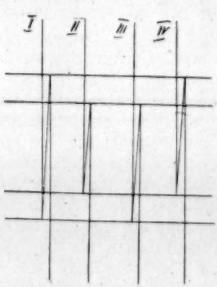


Fig. 3.

Größe der Korrektionen, die von diesen verschiedenen Strahlenarten herrühren, ist je nach der Flüssigkeit und den Verschlußplatten verschieden. So z. B. bei meinen Messungen für Wasser verursachte die Strahlenart I bei einem Winkel von ca. 14° eine Korrektion von 0°,067, die Art II konnte vernachlässigt werden, III und IV, welche man für die Rechnung zusammenfassen kann, ergaben 0°,025. Man sieht also, daß bei größeren Drehungswinkeln auch die verschiedenen Reflexionen nicht ohne weiteres zu vernachlässigen sind.

1) l. c., S. 163.
2) W. Voigt, Magneto- und Elektrooptik, Leipzig 1908, S. 13.

Man muß bemerken, daß diese Korrektionen nur bei gut durchsichtigen Körpern anzuwenden sind, denn bei den absorbierenden kann es leicht passieren, daß diejenigen Strahlen, welche infolge der Reflexionen dreimal die Dicke der Substanz passierten, sehr geschwächt werden. Ich stellte mir auch diese Frage bei der Anwendung dieser Korrektion für meine Messungen. Der Versuch zeigte mir aber, daß eine dreifache Dicke des Wassers die Intensität im ganzen Meßbereiche nur wenig schwächte (nach einer groben Schätzung etwa im Verhältnis 3:4); so war auch die Einführung der Korrektion ohne Bedenken. Alkohol und Flußspat, wo ich auch die Korrektion angewandt habe, sind in dieser Beziehung dem Wasser analog, wie ich indirekt nach den Expositionszeiten schließe.

V. Resultate der Messungen.

1. Uviol-Glas. Für meine ersten Messungen benutzte ich das für die ultravioletten Strahlen durchlässige Glas der Firma C. Zeiß. Die Platte war 1,005 cm dick; das mittlere Magnetfeld betrug 7780 Gauß. Die erhaltenen Zahlen sind in der Tabelle wiedergegeben.

Wellenlänge λ in $\mu\mu$	Beobachteter Drehungswinkel	Verdetsche Konstante[1]) in Min.
436 (*Hg*)	4°,050	0′,0311
405 (*Hg*)	4°,812	0′,0369
365 (*Hg*)	6°,052	0′,0464
313 (*Hg*)	8°,781	0′,0674

Mit dieser 1 cm dicken Platte konnte ich nicht weiter als 300 $\mu\mu$ gehen. Mit einer 2 mm dicken Platte waren noch Messungen bei 275 $\mu\mu$ möglich, indes war es schwer, die Beobachtungen wegen der Inhomogenität des Feldes in eine Kurve zu vereinigen.

Da ich zurzeit keine genügenden Daten für die Dispersion dieses Glases im Ultravioletten habe, so konnte ich diese Zahlen mit den theoretischen Formeln nicht vergleichen.

2. Flußspat. Für die Messung wurde eine 1,064 cm dicke Platte angewandt.[2]) Das mittlere Magnetfeld betrug 7750 C.G.S.-Einheiten. Es wurden folgende Zahlenwerte erhalten:

Wellenlänge λ in $\mu\mu$	Beob. Drehung	Korr. auf d. vielf. Refl.	Korr. Wert d. Winkels	Verdetsche Konst. in Min.
435,9 (*Hg*)	2°,41	0°,005	2°,41	0′,01751
404,7 (*Hg*)	2°,80	0°,006	2°,79	0′,02039
365,5 (*Hg*)	3°,55	0°,008	3°,54	0′,02578
313,2 (*Hg*)	5°,03	0°,011	5°,02	0′,03656
275,6 (*Fe*)	6°,77	0°,015	6°,75	0′,04920
263,1 (*Fe*)	7°,62	0°,016	7°,60	0′,05535
253,4 (*Fe*)	8°,41	0°,018	8°,39	0′,06111

1) Den absoluten Werten der Verdetschen Konstante kommt durchaus nicht dieselbe Genauigkeit zu wie den Relativwerten (siehe über die Bestimmungen des Magnetfeldes).
2) Die Platte wurde dem Institute von der Firma Zeiß in liebenswürdigster Weise zur Verfügung gestellt.

Die Dispersion im Flußspat ist von Paschen[1]) untersucht worden. Wir können sie mit einer in dem vorliegenden Falle genügenden Genauigkeit so ausdrücken

$$n^2 = b^2 + \frac{M_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{M_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2},$$

wo $b^2 = 6{,}09$, $M_1 = 0{,}00612$, $M_2 = 5099$, $\lambda_1^2 = 0{,}00888$, $\lambda_2^2 = 1258$ (λ in Mikronen). Wenn es sich um Messungen im Ultravioletten handelt, und man sich auf die Genauigkeit der magnetooptischen Messungen beschränkt, so kann man λ^2 gegen 1258 vernachlässigen, und so wird

$$n^2 = 2{,}037 + \frac{M_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2}.$$

Daraus folgt

$$\lambda \frac{dn}{d\lambda} = -\frac{\lambda^2}{n}\left[0{,}003222 + \frac{M_1}{(\lambda^2 - \lambda_1^2)^2}\right].$$

Die Proportionalität der Drehung mit diesem Ausdruck bildet die einkonstantige Becquerelsche Formel der magnetischen Rotationsdispersion. Indem ich meine Beobachtungen mit dieser Formel verglich, bekam ich folgendes:

Wellenlänge λ in $\mu\mu$	Verd. Konst. nach d. Beob.	Verd. Konst. n d. F. $-\lambda \frac{du}{d\lambda}$	Diff. beob. — ber.
435,9 (*Hg*)	0',01751	0',01741	+ 0',00010
404,7 (*Hg*)	2039	—	—
365,5 (*Hg*)	2578	2550	+ 28
313,2 (*Hg*)	3656	3628	+ 28
275,6 (*Fe*)	4920	4933	— 11
263,1 (*Fe*)	5535	5541	— 6
253,4 (*Fe*)	6111	6098	+ 13

Man sieht, daß die Übereinstimmung recht vollkommen ist. Sind die Differenzen für 365 und 313 $\mu\mu$ etwas größer, als die wahrscheinlichen Beobachtungsfehler, so ist jedenfalls die Ordnungsgröße dieselbe. Besonders auffallend ist die Übereinstimmung bei den kurzen Wellenlängen, wo meine Beobachtungen etwa auf 0,3 Proz. genau sind.

Diese einfache einkonstantige Formel wurde bekanntlich auf Grund gewisser Vorstellungen über die Vorgänge im Magnetfelde von H. Becquerel[2]) gegeben. Sie wurde später von W. Voigt[3]) aus der Elektronentheorie abgeleitet; dabei beschränkt die Theorie die Gültigkeit dieser Formel auf ganz spezielle Fälle: Anwendung außerhalb des Absorptionsbereiches und für gleiche Werte $\frac{\varepsilon}{\mu}$ bei den verschiedenen Elektronen. Es war durchaus interessant zu prüfen, ob die Becquerelsche Formel im allgemeinen (wenigstens im Ultravioletten) so genau befriedigt wird, wie es die Messungen in Flußspat zeigen, oder ob sie bloß eine erste Annäherung an die Wirklichkeit bietet. Zu dem Zwecke wurden weitere Messungen bei zwei durchsichtigen flüssigen Körpern — Wasser und Alkohol — ausgeführt.

3. Wasser. Die Flüssigkeiten wurden, wie schon oben gesagt, in einem kleinen Glastroge untersucht. Der letztere war mit Hilfe von dünnen Platten (0,254 mm) aus links- und rechtsdrehendem Quarze verschlossen und mit Kanadabalsam gekittet. Wie die Korrektion auf die magnetische Drehung der Verschlußplatten ausgeführt worden ist, wurde schon oben in der Beschreibung des magnetischen Teiles der Versuche angegeben. Die Messungen sind in folgender Tabelle zusammengefaßt. Dabei war die Wasserschicht 1,005 cm dick, das mittlere Magnetfeld = 7780 Gauß.

Wellenlänge λ in $\mu\mu$	Beobachteter Winkel	Drehung i. d. Verschlußpl.	Drehung im Wasser	Korrektion für Reflex	Korrigierter Winkel	Verd. Konst. in Min.
495,8 (*Fe*)	2°,59	0°,14	2°,45	0°,02	2°,43	0',0186
492,1 (*Fe*)	2°,61	0°,15	2°,46	0°,02	2°,45	0',0188
452,9 (*Fe*)	3°,17	0°,18	2°,99	0°,02	2°,97	0',0228
440,5 (*Fe*)	3°,37	0°,19	3°,18	0°,03	3°,15	0',0242
430,8 (*Fe*)	3°,54	0°,20	3°,34	0°,03	3°,32	0',0254
419,9 (*Fe*)	3°,74	0°,21	3°,53	0°,03	3°,51	0',0269
404,6 (*Fe*)	4°,08	0°,23	3°,85	0°,03	3°,82	0',0293
388,6 (*Fe*)	4°,51	0°,25	4°,21	0°,03	4°,21	0',0323
360,9 (*Fe*)	5°,32	0°,28	5°,04	0°,04	5°,00	0',0384
310,0 (*Fe*)	7°,77	0°,43	7°,34	0°,06	7°,28	0',0559
275,0 (*Fe*)	10°,76	0°,58	10°,18	0°,08	10°,11	0',0776
249,6 (*Fe*)[1])	14°,37	0°,70	13°,67	0°,09	13°,58	0',1042

Was die Dispersion im Wasser betrifft, so kann sie, nach den Untersuchungen von Martens[2]), durch folgende Formel dargestellt werden:

$$n^2 = m + \frac{m'\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda'^2} - k\lambda^2,$$

wo

$$m = 1{,}2677 \qquad k = \frac{m'}{\lambda'^2} = 0{,}01341,$$

$$m' = 0{,}49378 \qquad \lambda' = 0{,}11512\ \mu.$$

Danach war es also leicht, den Ausdruck $\lambda \frac{dn}{d\lambda}$ auszurechnen und die Beobachtungen mit der Becquerelschen Formel zu vergleichen. Das Resultat ist unten angegeben.

1) F. Paschen, Wied. Ann. **54**, 673, 1895.
2) H. Becquerel, Comp. rend. **125**, 679.
3) W. Voigt, Wied. Ann. **67**, 345, 1899; siehe auch Magneto- und Elektrooptik S. 127.

1) Diese Linie ist schon ziemlich lichtschwach. Deshalb kommt dieser Messung eine geringere Genauigkeit zu wie den anderen. Der Fehler dürfte jedenfalls nicht mehr als 0°,1 betragen.
2) F. Martens, Ann. d. Phys. **6**, 636, 1901.

λ	Verdetsche Konst. nach d. Beobacht.	Verdetsche Konst. n. d. Becq. Formel	Diff. beob.—ber.
495,8	o′,0186	o′,0210	—o′,0024
492,1	188	204	— 16
452,9	228	239	— 11
440,5	242	252	— 10
430,8	254	263	— 9
419,9	269	278	— 9
404,6	293	299	— 6
388,6	323	328	— 5
360,9	384	—	—
310;0	559	558	+ 1
275,0	o′,0776	o′,0765	+ 11
249,6	o′,1042	o′,1008	+ 34

Aus dem regelmäßigen Gange und aus der Größe der Differenzen sieht man, daß die Kurven der beiden Zahlenreihen sich schneiden.

Ich versuchte dann den Beobachtungen durch die allgemeine Formel der Elektronentheorie gerecht zu werden. Die magnetische Dispersion würde dementsprechend, bei Berücksichtigung der gewöhnlichen Dispersion, durch folgende Formel gegeben sein:

$$\delta = \frac{1}{n}\left(\frac{\alpha}{\lambda^2} + \frac{\beta\lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda'^2)^2} + \frac{\gamma'\lambda^2}{\lambda''^4}\right),$$

wo δ den Drehungswinkel, n den Brechungsindex, α, β, γ' drei Konstanten bezeichnen; λ' und λ'' sind aus der obigen Dispersionsformel zu entnehmen. Übrigens kann $\frac{\gamma'}{\lambda''^4}$ in eine Konstante $-\gamma$ gefaßt werden.

Um diese Formel auf einen ausgedehnteren Spektrumsbereich anzuwenden, habe ich meine Zahlen an Siertsemas Messungen angeschlossen. Siertsema[1]) hat eine Untersuchung der magnetischen Rotationsdispersion des Wassers im Sichtbaren ausgeführt. Seine Messungen beziehen sich auf das Gebiet zwischen 405 und 721 $\mu\mu$. Da ein Teil meiner Messungen auch zwischen 400 und 500 $\mu\mu$ ausgeführt war, so war es möglich, den Anschluß zu gewinnen. Um zu sehen, inwiefern der Gang beider Dispersionskurven identisch ist, habe ich nach Siertsemas Zahlen eine entsprechende Kurve aufgezeichnet, aus ihr durch Interpolation die Drehung für dieselben Linien, auf welche sich meine Messungen bezogen,

λ	$\frac{\alpha\lambda}{\alpha_{453}}$		Differenz
	bei mir	bei Siertsema	
495,8	0,818	0,822	— 0,004
492,1	0,824	0,834	— 0,010
452,9	—	—	—
440,5	1,060	1,062	— 0,002
430,8	1,116	1,115	+ 0,001
419,9	1,180	1,175	+ 0,005
404,6	1,287	1,261	+ 0,026

1) L. H. Siertsema, Archives Néerlandaises (2) **6**, 825, 1901.

bestimmt und dann den Ausdruck $\frac{\alpha\lambda}{\alpha_{453}}$ bei mir und bei ihm für verschiedene Wellenlängen verglichen. Das Resultat ist vorstehend angegeben. Die Differenzen sind etwas größer an den Grenzen des Gebietes. Das ist aber leicht verständlich aus der Weise, in welcher Siertsema seine Zahlen erhalten hat und in welcher ich meine Messungen ausführte. Siertsema hat 11 Beobachtungsreihen in eine Kurve vereinigt und seine Zahlen aus dieser Kurve entnommen; seine Beobachtungen stimmen mit der Kurve bis auf 1 Proz. überein; besonders große Abweichungen (wie auch zu erwarten war) bekam er im Violetten. An der Linie 405 (und nicht 404,6) hat er nur eine Beobachtung gemacht; und die Beobachtung gibt dort eine erhebliche Differenz gegen seine Kurve (die Kurve gab den Wert 2,218, die Messung aber um 28 Einheiten der dritten Dezimale weniger); da 405 $\mu\mu$ die kürzeste Wellenlänge ist, für welche Siertsema seine Zahlen gibt, so ist auch seine Kurve für diesen Wert extrapoliert; deshalb konnte man hier auch keine gute Übereinstimmung erwarten. Was andererseits die Linien in der Nähe von 500 $\mu\mu$ betrifft, so sind dort meine Beobachtungen relativ ungenau. Da nämlich die Genauigkeit meiner Messungen konstant und der dort bei meinen Versuchsbedingungen beobachtbare Winkel klein war, so ist der relative Fehler groß. Es wirkte auch störend, daß gerade im Sichtbaren die Dispersion meines Spektralapparates außerordentlich klein war; die Linien drängten sich daher dicht nebeneinander, was die Messungen erschwerte. Abgesehen von den Grenzlinien ist die Übereinstimmung für 440,5 430,8 419,9 $\mu\mu$ sehr gut. Man wird bemerken, daß hier meine Werte sich an Siertsemas Kurve besser anschließen, als seine eigenen Beobachtungen, was leicht verständlich ist, weil ich mich einer empfindlicheren Methode bediente. So habe ich mich auch ohne Bedenken an Siertsemas Untersuchung angeschlossen und nach dem Werte der Drehung für 453 $\mu\mu$ auch die Drehung für andere Wellenlängen für die von mir benutzte Wellenlänge und Dicke ausgerechnet. In der folgenden Tabelle, in welcher ich die Beobachtungen mit der dreikonstantigen (siehe oben) Dispersionsformel verglichen habe, sind die nach Siertsemas Zahlen ausgerechneten Werte der Verdetschen Konstante von den übrigen durch eine Horizontallinie getrennt. Die Konstanten der Formel habe ich durch Ausprobieren zu $\alpha = -0{,}0003021$, $\beta = +0{,}005654$, $\gamma = +0{,}001576$ bestimmt. (S. nachstehende Tab.) Die Differenzen sind größer für die Wellenlängen 249,6, 647 und 701 $\mu\mu$. Wie aber schon oben bemerkt, kommt der Messung an der äußersten ultravioletten Linie, wegen der Licht-

λ in $\mu\mu$	Verd. Konst. n. d. Beobacht.	Verd. Konst. berechnet	Differenz beob. — ber.
701	0',0091	0',0093	— 0',0002
647	0',0104	0',0108	— 4
600	0',0124	0',0125	— 1
554	0',0148	0',0147	+ 1
500	0',0184	0',0182	+ 2
452,9	0',0228	0',0227	+ 1
440,5	0',0242	0',0241	+ 1
430,8	0',0255	0',0253	+ 2
419,9	0',0269	0',0269	0
404,6	0',0293	0',0293	0
388,6	0',0323	0',0321	+ 2
360,9	0',0384	0',0383	+ 1
310,0	0',0559	0',0562	— 3
275,0	0',0776	0',0776	0
249,6	0',1042	0',1030	+ 12

schwäche, nicht dieselbe Genauigkeit zu wie den anderen; die Unterschiede im Roten sind auch wahrscheinlich Beobachtungsfehlern zuzuschreiben, denn dort weichen die Beobachtungen Siertsemas von seiner Dispersionskurve stark ab.

Es schien interessant, diese Angaben für ein so ausgedehntes Spektrum auch mit dem Resultat der Molekularstromtheorie zu vergleichen. In diesem Falle[1]) würde sich die Dispersionsformel folgendermaßen gestalten:

$$\delta = n\left(\frac{\alpha_1}{\lambda^2} + \frac{\beta_1}{\lambda^2 - \lambda'^2} + \gamma_1\right),$$

wo die Bezeichnungen dieselben wie in der früheren Formel sind; für die Konstanten habe ich bei Anwendung der Methode der kleinsten Quadrate auf die Werte für $\lambda = 701$, 600, 500, 453, 361, 275 folgende Werte erhalten: $\alpha_1 = -0{,}003681$; $\beta_1 = +0{,}006549$; $\gamma_1 = 0{,}00074$. Die Resultate der Berechnung sind in folgender Tabelle enthalten:

λ in $\mu\mu$	Verd. Konst. n. d. Beobacht.	Verd. Konst. berechnet	Differenz beob. — ber.
701	0',0091	0',0092	— 0',0001
647	0',0104	0',0108	— 4
600	0',0124	0',0125	— 1
554	0',0148	0',0148	0
500	0',0184	0',0183	+ 1
452,9	0',0228	0',0227	+ 1
440,5	0',0242	0',0241	+ 1
430,8	0',0255	0',0253	+ 2
419,9	0',0269	0',0269	0
404,6	0',0293	0',0292	+ 1
388,6	0',0323	0',0321	+ 2
360,9	0',0384	0',0384	0
310,0	0',0559	0',0562	— 3
275,0	0',0776	0',0779	— 3
249,6	0',1042	0',1034	+ 8

Man sieht also, daß die Erscheinungen der normalen magnetischen Rotationsdispersion in Wasser zwischen den beiden Theorien nicht zu entscheiden erlauben.

Ich habe schließlich die von mir erhaltenen Zahlenwerte mit denjenigen von van Schaïk[1]) verglichen (im Ultravioletten beziehen sich seine Messungen nur auf die Wellenlängen 372,9 und 358,0 $\mu\mu$); zu dem Zwecke zeichnete ich die entsprechende Dispersionskurve und verglich die Drehungswinkel mit dem Winkel für 452,9 $\mu\mu$, als Einheit genommen. Wie man aus der Tabelle ersehen kann, sind die Differenzen innerhalb der Grenzen der von van Schaïk verbürgten Genauigkeit:

λ in $\mu\mu$	Verhältnis $\frac{\alpha\lambda}{\alpha_{433}}$		Differenz
	nach van Schaïk	n. mein. Beob.	
440,5	1,065	1,060	+ 0,005
430,7	1,125	1,117	+ 0,008
404,6	1,300	1,287	+ 0,003
360,9	1,682	1,684	— 0,002

4. Alkohol. Wie beim Wasser, so war auch hier die Schicht 1,005 cm dick, das Magnetfeld — 7780 Gauß. Für die Messungen habe ich käuflichen „absoluten" — 99,8 prozentigen Alkohol angewandt. Bei diesem Präparat läßt sich im weiten Ultravioletten eine Absorption merken. Indessen gibt G. P. Drossbach[2]) an, daß ein spezielles Kahlbaumsches Präparat (frei von den höheren Homologen) absolut durchsichtig wäre. Es ist möglich, daß diese äußerst kleinen Beimengungen auch auf die Dispersion des Körpers einen merklichen Einfluß ausüben. Es war mir aber unmöglich, dies näher zu untersuchen, da ich mir ein Kahlbaumsches spezielles Präparat nicht verschaffen konnte. Meine Resultate sind in folgender Tabelle zusammengestellt.

Wellenlänge in $\mu\mu$	Beobachtete Drehung	Drehung in d. Verschlußpl.	Drehung für Alk.	Korrektion für Reflex	Korrigierter Winkel	Verd. Konst. in Min.
452,9 (Fe)	2°,74	0°,18	2°,56	0°,02	2°,54	0',0195
440,5 (Fe)	2°,95	0',19	2°,76	0°,02	2°,74	210
438,4 (Fe)	2°,98	0°,19	2°,79	0°,02	2°,77	212
430,8 (Fe)	3°,08	0',20	2°,88	0°,02	2°,87	220
404,6 (Fe)	3',51	0°,23	3°,28	0°,02	3°,26	250
396,9 (Fe)	3°,69	0°,24	3°,45	0°,02	3°,43	263
388,6 (Fe)	3°,88	0°,25	3°,63	0°,02	3°,61	277
364,8 (Fe)	4°,50	0°,28	4°,22	0°,02	4°,19	321
363,2 (Fe)	4°,53	0°,28	4°,25	0°,03	4°,23	325
361,9 (Fe)	4°,58	0°,28	4°,30	0°,03	4°,27	328
360,9 (Fe)	4°,61	0°,28	4°,33	0°,03	4°,30	330
310,0 (Fe)	6°,58	0',43	6°,15	0°,04	6°,11	469
256,3 (Fe)	10',80	0',62	10°,18	0°,06	10°,12	777

Die Anwendung der Becquerelschen Formel gab ebenso, wie beim Wasser, ein unbefriedi-

1) Drude, Optik. I, 2. Aufl., S. 417.

1) W. C. L. van Schaïk, Archives Néerlandaises, **17**, 386, 1882.

2) „Über ultraviolette Absorptionsspektren". Ber. d. deutsch. Ch. Ges. 1902, **35** (2), 1486 und **35** (1), 91.

gendes Resultat; in folgender Tabelle ist das Resultat für einige Linien angegeben:

Wellenlänge in $\mu\mu$	Verd. Konst. nach den Beob.	Verd. Konst. nach d. F. $\lambda\frac{dn}{d\lambda}$	Differenz beob. — ber.
452,9	0',0195	0',0193	+ 0',0002
404,6	250	251	— 0',0001
360,9	330	—	—
310,0	469	504	— 0',0035
256,3	777	930	— 0',0153

Es entspricht hier die einkonstantige Formel gleichfalls einem anderen Dispersionsgange.

Auch für Alkohol habe ich die Beobachtungen durch die allgemeinere Dispersionsformel der Elektronentheorie gut darstellen können. Entsprechend der Formel der gewöhnlichen Dispersion (nach Martens[1])

$$n^2 = m + \frac{m'\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda'^2},$$

wo $\lambda' = 0{,}133\ \mu\mu$, $m = 1{,}4548$, $m' = 0{,}3819$, habe ich zwei Konstanten eingeführt und gesetzt:

$$\delta = \frac{1}{n}\left\{\frac{\alpha}{\lambda^2} + \frac{\beta\lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda'^2)^2}\right\}.$$

Für die Konstanten α und β fand ich mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate folgende Werte: $\alpha = +0{,}002645$, $\beta = +0{,}002416$. Folgende Tabelle enthält die Vergleichung zwischen den beobachteten und berechneten Werten.

Wellenl. λ in $\mu\mu$	V. Konst. a. d. Beob.	V. Konst. a. d. Formel	Differenz	Brechungsind. n ber.
452,9	0',0195	0',0197	— 0',0002	1,369
440,5	0',0210	210	0	1,369
438,4	212	212	0	1,369
430,8	220	220	0	1,370
404,6	250	253	— 3	1,372
396,9	263	264	— 1	1,373
388,6	277	277	0	1,374
364,8	321	320	+ 1	1,377
363,2	325	323	+ 2	1,377
361,9	328	326	+ 2	1,377
360,9	330	328	+ 2	1,377
310,0	469	471	— 2	1,387
256,3	777	776	+ 1	1,406

Die Übereinstimmung ist durchaus befriedigend, obgleich die Differenzen etwas größer sind als die Beobachtungsfehler; vielleicht sind sie mit den geringen Verunreinigungen der Substanz im Zusammenhange.

Die Molekularstromtheorie führt in diesem Falle zur Formel

$$\delta = n\left(\frac{\alpha}{\lambda^2} + \frac{\beta}{\lambda^2 - \lambda'^2}\right).$$

Indem ich nach einigem Probieren $\alpha = +0{,}0002854$, $\beta = +0{,}002429$ setzte, erhielt ich auch bei Anwendung dieser Formel eine gute Übereinstimmung, wie die nächste Tabelle zeigt.

1) l. c. S. 636.

λ in $\mu\mu$	Verd. Konst. nach den Beob.	Verd. Konst. berechnet	Differenz beob. — ber.
452,9	0',0195	0',0196	— 0',0001
440,5	210	209	+ 1
438,4	212	211	+ 1
430,8	220	219	+ 1
404,6	250	252	— 2
396,9	263	263	0
388,6	277	276	+ 1
364,8	321	319	+ 2
363,2	325	323	+ 2
361,9	328	325	+ 3
360,9	330	328	+ 2
310,0	469	471	— 2
256,3	777	773	+ 4

5. Steinsalz. Die Beobachtungen an Flußspat machten es wahrscheinlich, daß die einkonstantige Formel $\lambda\frac{dn}{d\lambda}$ ein fast strenges Dispersionsgesetz für Körper mit besonders hoher Durchsichtigkeit im Infraroten darstellt, und es war interessant, dies näher zu prüfen. Besonders empfahl sich hier Steinsalz. Man hätte direkt Joubins[1]) Zahlen verwerten können; dieselben sind aber im Ultravioletten ziemlich ungenau, wegen der angewandten unempfindlichen Methode. So habe ich die Messungen im Violetten und Ultravioletten noch einmal durchgeführt und mich nur in den übrigen Teilen des sichtbaren Spektrums an Joubin angeschlossen.

Eine gewisse Schwierigkeit bietet bei den Messungen der Umstand, daß Steinsalz meist eine geringe Doppelbrechung besitzt. Die Firma Steeg & Reuter lieferte mir indessen eine Platte mit so geringen Spuren von Doppelbrechung, daß dieselben fast ohne Einfluß auf die Genauigkeit der Messungen waren. Da aber Steinsalz bekanntlich infolge der Feuchtigkeit auf der Oberfläche matt wird, so mußten die Messungen möglichst rasch ausgeführt werden, und man konnte nicht immer die gewöhnliche Genauigkeit erreichen. Jedenfalls dürfte der maximale Fehler (bei $\lambda = 404{,}6\ \mu\mu$) weniger als 0,4 Proz. betragen und im günstigsten Falle (bei $\lambda = 310{,}0\ \mu\mu$) ist die Messung genauer als bis auf 0,1 Proz. anzunehmen, während die maximale Genauigkeit, die Joubin erreichen konnte, 1 Proz. betrug. Den Anschluß an Joubins Zahlenwerte gaben mir die Messungen für 441,5 und 452,9 $\mu\mu$; das Verhältnis entsprechender Winkel ist bei mir 1,062, bei Joubin — 1,060; die Werte stimmen also überein. Die Zahlen von Joubin habe ich dann durch $\frac{8{,}70}{21{,}05}$, das Verhältnis der Drehungen für 441,5 $\mu\mu$ bei mir und bei ihm, multipliziert. Die so erhaltenen Werte sind in der Tabelle durch die

1) P. Joubin, Ann. de Ch. et de Phys. (6) **16**, 78, 1889.

Horizontallinie getrennt. Die von mir benutzte Steinsalzplatte war 9,762 mm dick; das mittlere Magnetfeld betrug 7840 Gauß.

Wellenlänge λ in $\mu\mu$	Beob. Drehung	Korrektion a. d. Reflex	Korrig. Winkel	V. Konst. in Min.
643,7 (Cd)	4°,00	0°,02	3°,98	0′,0312
537,7 (Cd)	5°,72	0°,03	5°,69	0′,0446
508,4 (Cd)	6°,38	0°,03	6°,35	0′,0498
479,9 (Cd)	7°,27	0°,03	7°,24	0′,0568
467,7 (Cd)	7°,65	0°,03	7°,62	0′,0597
452,9 (Fe)	8°,19	0°,03	8°,16	0′,0640
441,5 (Fe)	8°,70	0°,03	8°,67	0′,0680
404,6 (Fe)	10°,70	0°,05	10°,65	0′,0835
355,2 (Fe)	14°,80	0°,07	14°,73	0′,1155
310,0 (Fe)	21°,53	0°,08	21°,45	0′,1682
259,9 (Fe)	37°,27	0°,05	37°,22	0′,2918

Der Brechungsindex kann durch folgende Formel dargestellt werden [1]):

$$n^2 = m + \frac{m'\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda'^2} + \frac{m''\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda''^2} + \frac{m'''\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda'''^2} - k\lambda^2,$$

wo

$$m = 1{,}1560 \qquad m'' = 0{,}3178$$
$$k = 0{,}0003092 \qquad \lambda'' = 0{,}1563\ \mu,$$
$$m' = 0{,}8555 \qquad m''' = 1{,}6208$$
$$\lambda' = 0{,}1107\ \mu \qquad \lambda''' = 51{,}20\ \mu.$$

Daraus erhält man

$$\lambda\frac{dn}{d\lambda} = -\frac{\lambda^2}{n}\left\{\frac{m'\lambda'^2}{(\lambda^2-\lambda'^2)^2} + \frac{m''\lambda''^2}{(\lambda^2-\lambda''^2)^2} + 2k'\right\};$$

hier ist $k' = k + \frac{m'''}{\lambda'''^2}$; $2k' = 0{,}0012366$. Diese Annahme genügt für die bei den Messungen der magnetischen Rotationsdispersion erreichbare Genauigkeit. Die Anwendung der Becquerelschen Formel gab folgendes Resultat:

λ in $\mu\mu$	Verd. Konst. nach den Beob.	Verd. Konst. nach d. F. $\lambda\frac{dn}{d\lambda}$	Differenz beob. — ber.
643,7	0′,0312	0′,0293	+ 0,0013
537,7	0′,0446	0′,0434	+ 12
508,4	0′,0498	0′,0491	+ 7
479,9	0′,0568	0′,0559	+ 9
467,7	0′,0597	0′,0594	+ 3
452,9	0′,0640	0′,0640	0
441,5	0′,0680	0′,0678	+ 2
404,6	0′,0835	0′,0836	— 1
355,2	0′,1155	0′,1159	— 4
310,0	0′,1682	—	—
259,9	0′,2918	0′,2917	+ 1

Die Übereinstimmung im Gebiete 453 bis 260 $\mu\mu$ ist ganz auffallend; die Differenz für 355,2 ist zwar größer als der wahrscheinliche Beobachtungsfehler, beträgt jedoch bloß 0,4 Proz. Im Sichtbaren werden aber die Beobachtungen durch diese Formel nicht dargestellt, denn Joubin hält hier seine Beobachtungen wenigstens auf 1 Proz. genau. Die allgemeine Formel der Elektronentheorie erlaubt im ganzen Gebiete den Beobachtungen getreu zu bleiben.

1) F. Martens, Ann. d. Phys. **6**, 623, 1901.

Die Formel enthält in diesem Falle 4 Konstanten, α, β, γ, η:

$$\delta = \frac{1}{n}\left\{\frac{\alpha}{\lambda^2} + \frac{\beta\lambda^2}{(\lambda^2-\lambda'^2)^2} + \frac{\gamma\lambda^2}{(\lambda^2-\lambda'^2)^2} + \eta\lambda^2\right\}.$$

Die übrigen Bezeichnungen sind dieselben wie früher. Indem ich nach manchem Probieren $\alpha = -0{,}2003$, $\beta = 1{,}363$, $\gamma = 0{,}9355$ und $\eta = 1{,}464$ setzte, bekam ich folgendes:

λ in $\mu\mu$	Verd. Konst. nach den Beob.	Verd. Konst. nach der Formel	Differenz beob. — ber.
643,7	0′,0312	0′,0314	— 0′,0002
537,7	0′,0446	0′,0443	+ 3
508,4	0′,0498	0′,0497	+ 1
479,9	0′,0568	0′,0563	+ 5
467,7	0′,0597	0′,0597	0
452,9	0′,0640	0′,0641	— 1
441,5	0′,0680	0′,0678	+ 2
404,6	0′,0835	0′,0833	+ 2
355,2	0′,1155	0′,1153	+ 2
310,0	0′,1682	0′,1676	+ 6
259,9	0′,2918	0′,2924	— 6

Die Abweichungen sind etwas größer im Ultravioletten, erreichen dort jedoch keine 0,4 Proz.

VI. Berechnung des Wertes $\frac{\varepsilon}{\mu}$ und Schluß.

Die Becquerelsche Formel der Rotationsdispersion $\left(\delta = C\lambda\frac{dn}{d\lambda}\right)$ ist von besonderem Interesse, da man nach ihr bequem den Wert $\frac{\varepsilon}{\mu}$ berechnen kann. Aus der Elektronentheorie wurde sie von W. Voigt [1]) abgeleitet; Siertsema [2]) wies darauf hin, daß die Konstante dieser Formel aus dem Experimente zugänglichen Werten besteht und außerdem noch die Unbekannte $\frac{\varepsilon}{\mu}$ enthält; dasselbe Resultat hat Drude [3]) einfacher abgeleitet. Er gibt nämlich

$$\delta = z\mathfrak{H}\frac{\varepsilon}{\mu}\cdot\frac{\lambda}{2c}\frac{dn}{d\lambda},$$

wo δ den Drehungswinkel, z die Dicke der Substanz, $\mathfrak{H}$ das Magnetfeld, $\frac{\varepsilon}{\mu}$ die Ladung durch Masse im elektromagnetischen System, c — Lichtgeschwindigkeit bedeuten. Diese Formel verlangt also, daß δ durch $\lambda\frac{dn}{d\lambda}$ eine Konstante ist. Bei den bis jetzt in dieser Beziehung bekannten Körpern war diese Bedingung nur annähernd erfüllt. Wie die hier ausgeführten Messungen zeigen, gilt sie sehr genau im Ultravioletten für Flußspat und Steinsalz. Für Fluß-

1) W. Voigt, Wied. Ann. **67**, 345, 1899; Magneto- und Elektrooptik S. 130.
2) L. H. Siertsema, Comm. Lab. Leiden Nr. 82.
3) Drude, Optik, 2. Aufl., S. 426; anstatt — soll dort + stehen.

spat habe ich $\frac{\varepsilon}{\mu} = 1{,}21 \times 10^7$, für Steinsalz $= 1{,}63 \times 10^7$ gefunden.

Drude sucht die Verschiedenheit der aus den Beobachtungen der magnetischen Rotationsdispersion folgenden Werte $\frac{\varepsilon}{\mu}$ dadurch zu erklären, daß er den Einfluß ultraroter Elektronen annimmt, denen er kleine Werte von $\frac{\varepsilon}{\mu}$ zuschreibt. Im Ultravioletten sollte nun der Einfluß ultraroter Elektronen auf den Brechungsindex kleiner werden und sich demgemäß der Wert $\frac{\delta}{\lambda \frac{dn}{d\lambda}}$ einer Konstante, damit aber auch $\frac{\varepsilon}{\mu}$ dem Werte für die freien Elektronen nähern.

Diese Erklärung ist nicht stichhaltig, wie meine Beobachtungen zeigen. Dieselben ergeben, daß im allgemeinen auch im weiten Ultravioletten von der Konstanz von $\frac{\delta}{\lambda \frac{dn}{d\lambda}}$ keine Rede sein kann. Was die Werte $\frac{\varepsilon}{\mu}$ betrifft, so ist folgende Tabelle lehrreich. Sie enthält für Wasser, Alkohol und Steinsalz Werte von $\frac{\varepsilon}{\mu}$, den Beobachtungen für verschiedene Wellenlängen entsprechend.

Wasser		Alkohol		Steinsalz	
λ in $\mu\mu$	$\frac{\varepsilon}{\mu}$	λ in $\mu\mu$	$\frac{\varepsilon}{\mu}$	λ in $\mu\mu$	$\frac{\varepsilon}{\mu}$
405	$1{,}41 \times 10^7$	453	$1{,}19 \times 10^7$	644	$1{,}73 \times 10^7$
275	$1{,}45 \times 10^7$	361	$1{,}14 \times 10^7$	508	$1{,}65 \times 10^7$
250	$1{,}48 \times 10^7$	356	$9{,}63 \times 10^6$	310	$1{,}63 \times 10^7$

Die Veränderung der Werte $\frac{\varepsilon}{\mu}$ mit der Wellenlänge im Alkohol und Steinsalz erfolgt also im entgegengesetzten Sinne, als die Hypothese der Einwirkung ultraroter Elektronen verlangen würde.

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit lassen sich also folgendermaßen ausdrücken:

1. Der Gang der magnetischen Rotationsdispersion entspricht den allgemeinen Formeln der Elektronentheorie und läßt sich durch sie gut quantitativ darstellen. Dies gibt selbstverständlich keinen vollen Beweis für die Richtigkeit der Theorie, zeigt aber ihre Nützlichkeit; man überzeugt sich leicht davon, daß man mit Hilfe mancher der älteren Interpolationsformeln bei einer gleichen Anzahl verfügbarer Konstanten den Beobachtungen bei weitem nicht so vollkommen gerecht werden kann.

2. Es ist bemerkenswert, daß die Beobachtung für die Konstanten der Rotationsdispersion, welche nach der Theorie bei Annahme schwingender negativer Elektronen positiv sein sollten, zum Teil negative Werte ergibt. Dies Resultat stimmt mit anderen neuesten Ergebnissen überein, die von manchen Autoren auf die Existenz schwingender positiver Elektronen gedeutet werden und sich in der Tat so am einfachsten erklären würden. Indessen stehen einer solchen Deutung bekanntlich auch schwere Bedenken entgegen.

3. Es haben sich Fälle (Flußspat, Steinsalz) gefunden, wo die Becquerelsche Formel, welche die magnetische Drehung mit $\lambda \frac{dn}{d\lambda}$ proportional setzt, für das violette und ultraviolette Bereich die Beobachtungen innerhalb der Fehlergrenzen darstellt. Dies Verhalten scheint durch eine hohe Durchsichtigkeit im Ultraroten bedingt zu sein.

4. Die Abweichungen der magnetischen Drehung von dem Ausdrucke $\lambda \frac{dn}{d\lambda}$ und die Verschiedenheiten der Werte $\frac{\varepsilon}{\mu}$ sind nicht durch Elektronen mit kleinen Eigenfrequenzen zu erklären.

5. Die vorstehend angewandte photographische Methode erlaubt in einem außerordentlich ausgedehnten Spektrum sehr genaue Messungen auszuführen und könnte mit Hilfe größerer Mittel in ihrer Genauigkeit noch gesteigert werden. Selbstverständlich ist dasselbe Verfahren auf die Messungen der natürlichen Drehung unmittelbar anwendbar. Auch im sichtbaren Spektrum dürfte die photographische Methode das gewöhnliche Verfahren in vielen Fällen verdrängen: ihre Angaben sind viel objektiver.

6. Es würde sich empfehlen, für die Messung starker Magnetfelder anstatt Schwefelkohlenstoff und *Na*-Licht Steinsalz und eine der ultravioletten Eisen- oder Kadmiumlinien anzuwenden. Die Verdetsche Konstante ist im letzten Falle etwa 7 mal so groß. Für sehr genaue Messungen müßte die Drehung von Steinsalz im absoluten Maße neu bestimmt werden; in dieser Arbeit kommt nur den Verhältnissen der Winkel eine höhere Genauigkeit zu. Die absoluten Werte der Verdetschen Konstanten sind immerhin jedenfalls auf 1 Proz. genau anzunehmen.

Herrn Geh.-Rat Prof. Dr. W. Voigt, welchem ich bei Ausführung dieser Arbeit in jeder Hinsicht außerordentlich viel zu verdanken habe, erlaube ich mir an dieser Stelle meinen innigsten Dank auszusprechen. Auch Herrn Privat-

dozent Dr. F. Krüger bin ich für die mir gegebenen praktischen Ratschläge sehr verpflichtet.

Göttingen, im Mai 1908.

(Eingegangen 12. Mai 1908.)

Das elektrische Leitvermögen von festem Kupferjodür.

Von K. Bädeker und E. Pauli.

In einer Arbeit über Elektrizitätsleitung von festen Metallverbindungen[1]) wurde von K. Bädeker auch der spezifische Widerstand des festen Kupferjodürs bestimmt. Im Mittel von einigen recht schwankenden Werten würde der für einen durchsichtigen Körper merkwürdig kleine Wert von $4{,}5 \cdot 10^{-2}$ Ohm angenommen. Es wurde auch festgestellt, daß diese Substanz eine zeitliche Veränderung durchmacht, die sich darin äußert, daß ihr Widerstand allmählich, im Laufe von Tagen, zum vielfachen Betrage des ursprünglichen Wertes anwächst.

Um diesen Alterungsvorgang näher zu untersuchen, insbesondere, um den wirklichen Minimalwert des spez. Widerstands im ersten Moment nach der Jodierung des Kupfers festzustellen, brachten wir den Kupferspiegel[2]) mitsamt den Zuleitungen zur Widerstandsmessung fertig hergerichtet in ein besonders gebautes Jodierungsgefäß. Durch Evakuieren konnte in diesem der von einem Jodkörnchen gebildete Dampf schnell verbreitet, und dann in einem gegebenen Moment durch einen kräftigen Luft- oder Wasserstoffstrom plötzlich wieder weggespült werden. In allen Phasen des Vorgangs wurde der Widerstand des Spiegels mit Wechselstrom festgestellt.

Dabei zeigte sich nun, daß zunächst ein noch erheblich höheres Leitvermögen erhalten werden konnte als oben angegeben. Eine Schicht, deren Interferenzfarbe ($n = 2{,}0$) auf eine Dicke von ca. 180 $\mu\mu$ schließen ließ, bei einer Breite von 1,30 cm und einer durchströmten Länge von 1,10 cm hatte einen Minimalwiderstand von nur 500 Ohm bei 18° C. Hieraus berechnet sich ca. 0,010 als spez. Widerstand, gegen 1,35 der bestleitenden Schwefelsäure. Die Untersuchung des Alterungsvorgangs in der angegebenen Art ergab, daß die Alterung überhaupt unterblieb, wenn die CuJ-Schichten dauernd im gesättigten Joddampf gehalten wurden. Beim Durchleiten von Luft oder Wasserstoff setzte sie plötzlich ein und der Widerstand stieg auf beliebig hohe Werte. Wenn bei erneutem Evakuieren die Joddampfsättigung wieder eintrat, so kehrt sich der Vorgang um, und nach einiger Zeit wurde der ursprüngliche kleine Wert des Widerstands wieder erreicht. Diese Erscheinung ließ sich am gleichen Präparat anscheinend beliebig oft wiederholen.

Eine nähere Untersuchung dieser eigentümlichen Vorgänge und der Natur der dabei beobachteten Elektrizitätsleitung soll in der nächstfolgenden Arbeit gegeben werden.

Jena, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 12. Mai 1908.)

1) Ann. d. Phys. (4) **22**, 749, 1907.
2) Dessen Herstellung und Montierung s. l. c., S. 753.

Über eine eigentümliche Form elektrischen Leitvermögens.

Von K. Bädeker.

Das Phänomen, welches in dieser Arbeit näher beschrieben werden soll, ist folgendes: Kupferjodür, welches im reinen Zustand die Elektrizität sehr wenig leitet, läßt sich durch Einwirkung von freiem Jod in einen Körper verwandeln, dem etwa das 100fache Leitvermögen der bestleitenden Schwefelsäure zukommt. Es findet dabei Aufnahme einer kleinen Menge Jods statt. Der Vorgang läßt sich rückgängig machen und beliebig oft wiederholen.

Den Anlaß zur Auffindung dieser Erscheinung, die meines Wissens noch nicht beschrieben ist, wurde durch Beobachtungen gegeben, über die in der vorhergehenden Arbeit berichtet worden ist. Eine wie dort durch Kathodenzerstäubung von Kupfer und nachfolgende Jodierung hergestellte CuJ-Schicht, die einige Tage gelegen hat, zeigt im Dunkeln nur eine geringfügige Elektrizitätsleitung, deren Betrag — wahrscheinlich unter $^1/_{10}$ rezipr. Ohm — noch nicht genauer festgestellt wurde.

Bringt man die Schicht in einen Raum, der gesättigten Joddampf enthält, oder in eine gesättigte Jodlösung, so steigt ihre spezifische Leitfähigkeit schnell auf einen Betrag von beiläufig $1{,}0 \cdot 10^2$ rezipr. Ohm. Der Vorgang erfolgt asymptotisch, doch so, daß ca. $^4/_5$ der ganzen Zunahme in der ersten Minute stattfinden.

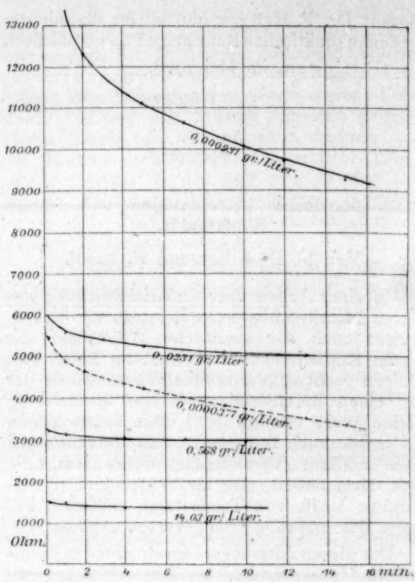
Die Elektrizitätsleitung in den so erhaltenen gutleitenden Schichten bleibt nur in Gegenwart von Jod unverändert bestehen. Ihr Widerstand, mit Gleichstrom und Wechselstrom gemessen, war nicht um meßbare Beträge verschieden; bei längerem Durchleiten eines Gleichstroms von 30 Amp./cm² Dichte veränderte er sich nicht,

auch ließ sich Polarisation von mehr als 10^{-4} Volt nicht nachweisen. Das gleiche gilt noch, wenn die Schichten durch längeres Lagern im jodfreien Raum erheblich (50—100fach) größere Widerstände angenommen hatten, doch ist peinlicher Ausschluß von Feuchtigkeit hier wesentlich. An gelagerten Schichten hohen Widerstands konnten elektrolytische Erscheinungen wahrgenommen werden, wenn hinreichend große Spannungen (220 Volt) verwandt wurden. Die mikroskopische Beobachtung des Vorgangs zeigte indes, daß gleichzeitig anscheinend durch Joulesche Wärme an den zersetzten Stellen die Schicht geschmolzen war. Für festes *CuJ*, auf welches Jod eingewirkt hat, wird man nach dem Angegebenen wohl metallische Leitung für wahrscheinlich halten.

Durch die Einwirkung des Jods nimmt *CuJ*, das an und für sich weiß oder schwach gelblich ist, eine etwas dunklere Färbung an. Das pulverförmige Produkt von Kahlbaum wurde hell kaffeebraun. Mit dieser Veränderung ist eine geringfügige Gewichtsvermehrung verbunden, die gemessen wurde. 6,2480 g *CuJ* von Kahlbaum wurden im Vakuum mit etwas Jod zusammengebracht. Nach $1\frac{1}{2}$ Tagen hatte das Gewicht um 0,0110 g, nach 3 Tagen um 0,0208 g zugenommen. Weiterhin traten in 3 Tagen nur unregelmäßige Schwankungen bis $\frac{1}{2}$ mg auf. Durch Erwärmen im Vakuum in Gegenwart von festem Kali wurde das Produkt wieder weiß und nahm sein altes Gewicht bis auf 0,3 mg wieder an. Erneutes Jodieren ergab wieder eine Gewichtszunahme von 0,0209 g. Es scheint also ein Gleichgewichtszustand erreicht zu sein, bei dem auf 1 g *CuJ* 0,00333 g *J* kommen. Da ein molekulares Verhältnis durch diese Zahlen ausgeschlossen ist, übrigens die Menge des aufgenommenen Jods von der Temperatur abhängig zu sein scheint, so wird man an eine feste Lösung denken. Über den Molekularzustand des Jods kann dabei noch nichts ausgesagt werden.

In Berührung mit ungesättigtem Joddampf, ebenso mit ungesättigten Jodlösungen ist die Jodaufnahme entsprechend geringer. Durch Messung des Widerstands einer Schicht in einer Serie von Jodlösungen verschiedener Konzentration wurde dies festgestellt.

Um eine chemische Einwirkung des Lösungsmittels auszuschließen, wurde reinstes Chloroform benutzt, das mir von Prof. Rabe hier freundlichst zur Verfügung gestellt wurde, und Schwefelkohlenstoff von Kahlbaum. Die Erscheinungen waren in beiden Fällen im wesentlichen gleich. Fig. 1 zeigt den zeitlichen Verlauf der Einstellung des Widerstands in Lösungen in Chloroform, die verdünnteste Lösung (0,0000379 g Liter) in $\frac{1}{10}$ des Maßstabes der



übrigen. Man sieht, daß sich bei den verdünnteren Lösungen der Grenzwert der Einstellung noch nicht mit Sicherheit extrapolieren läßt. Tab. 1 stellt die vorläufig angenommenen Grenzwerte in Beziehung zur Konzentration der Badlösung.

Tab. I.

Konzentr. in g pro Liter	Grenzwiderstände in Ohm	rel. Leitfähigkeiten
0,0000377	25000	0,050
0,000931	8000	0,156
0,0230	4800	0,260
0,568	2850	0,438
14,03	1250	1,000

Tab. II gibt die entsprechenden Zahlen für Lösungen in Schwefelkohlenstoff.

Tab. II.

Konzentr. in g pro Liter	Grenzwiderstände in Ohm	rel. Leitfähigkeiten
0,00333	9000	0,100
0,0822	5500	0,164
2,026	3400	0,265
50,0	1400	0,642
155 (gesättigt)	900	1,000

Es zeigen sich also in beiden Fällen minimale Jodkonzentrationen schon äußerst wirksam. Die genauere Betrachtung der beiden Tabellen

zeigt, daß die Leitfähigkeit im ersten Falle etwa der 4.—5. Wurzel, im zweiten Falle der 5.—6. Wurzel aus der Konzentration proportional ist.

Die im vorstehenden gegebenen Beobachtungen führen zu der Auffassung, daß im $Cu\,J$ ein Körper vorliegt, dem sich durch Jodaufnahme ein metallisches Leitvermögen sehr verschiedenen Grades zuerteilen läßt. Die Elektronentheorien führen für die elektrische Leitfähigkeit eines Metalls alle auf einen Ausdruck der Form

$$\gamma = f \sum \frac{N l u}{a},$$

worin f ein universeller Zahlenfaktor ist, der in den verschiedenen Theorien verschieden ausfällt. N ist die Zahl der Elektronen pro cm^3, l die mittlere freie Weglänge eines Elektrons, u die Geschwindigkeit seiner unregelmäßigen Wärmebewegung, a die Änderung seiner Bewegungsenergie für 1^0 Temperatursteigerung. Wenn nun γ im Falle des $Cu\,J$ durch Jodaufnahme zunimmt, so wird die einfachste und plausibelste Annahme die sein, daß nur N sich ändert. Bei der sehr geringfügigen Aufnahme von J selbst im Fall der Sättigung, wird man zunächst eine Änderung von l, vollends von a und u nicht annehmen. Diese Betrachtungsweise eröffnet die Möglichkeit, verschiedene Resultate der Elektronentheorie einer neuen Prüfung zu unterziehen.

Es sei hier noch erwähnt, daß die Leitfähigkeit des $Cu\,J$ nach Versuchen von Herrn Rudert im hiesigen Laboratorium durch Belichtung erhöht wird, ein Effekt, der beim $A_g\,J$ von H. Scholl[1]) eingehend studiert worden ist. Da beim Belichten aus $A_g\,J$, also wohl auch aus $Cu\,J$, Jod freigemacht wird, so ist nach den oben beschriebenen Beobachtungen eine Wirkung auf die Elektrizitätsleitung von vornherein zu erwarten. Auch minimale Jodmengen müssen schon eine merkliche Wirkung haben.

1) Ann. d. Phys. (4) **16**, 193 u. 417, 1905.

Jena, Physikalisches Institut.

(Eingegangen 12. Mai 1908.)

Theoretische Bestimmmung des Dampfdrucks fester und flüssiger Kohlensäure.

Von E. Falck.

1. In seiner Arbeit „über die Bedeutung chemischer Gleichgewichte aus thermischen Messungen“ [1]) gibt Nernst zur Berechnung von Dampfdruckkurven die Formel:

1) Gött. Nachr., Heft I, 1906.

$$\left.\begin{aligned} \log p = &-\frac{\lambda_0}{4{,}571\,T} + 1{,}75 \log T \\ &-\frac{\varepsilon}{4{,}571} T + C \end{aligned}\right| \quad (1)$$

worin p den Dampfdruck bei der absoluten Temperatur T bedeutet, λ_0, ε und C Konstanten von bestimmter theoretischer Bedeutung sind.

Diese Formel ergibt sich durch Integration der Clausius-Clapeyronschen Gleichung für die Abhängigkeit der Spannung des gesättigten Dampfes von der Temperatur:

$$\lambda = T \frac{dp}{dT}(v - v_0), \quad (2)$$

wenn in dieselbe die von Nernst auf empirischem Wege gefundene Funktion

$$p(v - v_0) = RT\left(1 - \frac{p}{\pi}\right) \quad (3)$$

eingeführt wird und für die molekulare Verdampfungswärme λ der Ausdruck:

$$\lambda = (\lambda_0 + 3{,}5\,T - \varepsilon\,T^2)\left(1 - \frac{p}{\pi}\right). \quad (4)$$

Die Näherungsgleichung (3), in der v das Molekularvolumen des Dampfes, v_0 das der flüssigen oder festen Substanz und π den kritischen Druck bedeutet, ist aus der Annahme heraus aufgestellt, daß der Satz, nach dem für übereinstimmende Drucke das Volumen des gesättigten Dampfes unabhängig von der Substanz ist, zutrifft, und ihre Anwendung auf höhere Drucke wird deshalb bedingt durch die allgemeine Gültigkeit dieses Satzes. Es ist ferner zu beachten, daß sie zunächst nur für flüssige Stoffe gelten kann, doch wird sie als Näherungsformel, sobald es sich nur darum handelt, der immerhin kleinen Abweichungen des Dampfes fester Körper von den Gasgesetzen Rechnung zu tragen, auch in diesem Falle brauchbar sein. Im übrigen geht die Gleichung für niedrige Drucke, wo $\frac{p}{\pi}$ gegen 1 und v_0 gegen v zu vernachlässigen ist, in die gewöhnliche Gasgleichung über und gilt daher um so angenäherter, je geringere Abweichungen der gesättigte Dampf von den Gasgesetzen zeigt.

Die Formel (4) beruht auf der Voraussetzung, daß sich die Wärmetönung eines chemischen Prozesses, die sich erfahrungsgemäß nicht sehr mit der Temperatur ändert, in eine vom absoluten Nullpunkt an nach ganzen Potenzen von T fortschreitende Reihe entwickeln läßt, so daß, wenn $\lambda - RT$ die wegen der äußeren Arbeit korrigierte Kondensationswärme bezeichnet,

$$\lambda - RT = \lambda_0 + aT + bT^2 + \cdots \quad (5)$$

gesetzt werden darf. Hier bedeutet λ_0 die Kondensationswärme beim absoluten Nullpunkt,

und die Koeffizienten a, b .. bezeichnen der betreffenden Substanz eigentümliche Konstanten, die in bestimmtem Zusammenhang mit den spezifischen Wärmen derselben stehen, denn nach dem ersten Hauptsatz ist:

$$\frac{d\lambda}{dT} = C_v - c_0 + R,$$

wenn C_v die Molekularwärme des dem idealen Gaszustand hinreichend nahen Dampfes bei konstantem Volumen, c_0 die des flüssigen oder festen Körpers bedeutet. Unter der Voraussetzung, daß mit hinreichender Annäherung an die Tatsachen die Reihe (5) nach dem dritten Gliede abgebrochen werden darf, wird daher:

$$R + a + 2bT = C_v - c_0 + R.$$

Und da weiter, die Gültigkeit der oben erwähnten Annahme vorausgesetzt, sich auch die spezifischen Wärmen durch eine nach ganzen Potenzen von T fortschreitende Reihe ausdrücken lassen, so ist unter derselben Bedingung

$$C_v = \alpha + 2\beta T \qquad (6a)$$

$$c_0 = \alpha_0 + 2\beta_0 T \qquad (6b)$$

zu setzen und folglich

$$a = \alpha - \alpha_0$$

gleich der Differenz der Molekularwärmen des Dampfes bei konstantem Volumen und des festen oder flüssigen Kondensationsproduktes beim absoluten Nullpunkt, und

$$b = \beta - \beta_0,$$

so daß schließlich:

$$\lambda = \lambda_0 + (R + \alpha - \alpha_0)T + (\beta - \beta_0)T^2 \qquad (7)$$

wird. Der Koeffizient $(R + \alpha - \alpha_0)$ in dieser Gleichung ist, da es an experimentellen Bestimmungen von spezifischen Wärmen bei tiefen Temperaturen besonders für Substanzen im flüssigen und festen Zustand mangelt, von Nernst auf einem anderen Wege vorläufig als eine universelle Konstante mit dem numerischen Wert 3,5 bestimmt worden.

Von besonderer Wichtigkeit ist in Formel (1) die Integrationskonstante C, die bestimmt ist, wenn nach Ermittlung der beiden Konstanten λ_0 und $\beta_0 - \beta = \varepsilon$ für eine beliebige Temperatur der Dampfdruck bekannt ist, unabhängig davon, ob sich der Dampf im Gleichgewicht mit der flüssigen oder der festen Phase der Substanz befindet, während die Werte von λ_0 und ε noch durch den Aggregatzustand des Kondensationsproduktes bedingt werden. Die Konstante C ist also eine für die Substanz charakteristische Größe, aber ihre volle Bedeutung erhält sie erst durch das neue Wärmetheorem von Nernst[1]), nach dem sich „für kondensierte Systeme die maximale Arbeit A und die Wärmeentwicklung Q, beide Größen bezogen auf den Druck des gesättigten Dampfes der einzelnen reagierenden Substanzen, beim absoluten Nullpunkt tangieren, d. h. es wird

$$\lim \frac{dA}{dT} = \lim \frac{dQ}{dT} \text{ für } T = 0." \qquad (8)$$

Denn mit Hilfe dieser Hypothese läßt sich die bei der Integration der Reaktionsisochore:

$$Q = RT^2 \frac{\partial \ln K}{\partial T}$$

unbestimmt bleibende Integrationskonstante darstellen als additiv zusammengesetzt aus den jeder einzelnen Molekülgattung eigentümlichen Integrationskonstanten C.

Herr Professor Nernst hat mir die Aufgabe gestellt, die Brauchbarkeit der Formel (1) an den Dampfdrucken der flüssigen und festen Kohlensäure zu prüfen, die sich dadurch auszeichnet, daß sie auch bei tiefen Temperaturen noch eine merkliche Dampfspannung besitzt.

2. An experimentellen Bestimmungen von Dampfdrucken von CO_2 liegen bei tiefen Temperaturen hauptsächlich Messungen vor von Zeleny und Smith[1]) und von Nernst.[2]) Die ersteren erstrecken sich über das Temperaturintervall von -7^0 bis -134^0 C, die von Nernst reichen von $-138{,}5^0$ bis $-155{,}2^0$ C. An Beobachtungen von spezifischen Wärmen der flüssigen und festen Kohlensäure fehlt es vollständig, und es mußten deshalb die Werte aller 5 Konstanten, der beiden λ_0, der beiden ε, die fortan mit λ_0'' ε'' für den flüssigen, λ_0' ε' für den festen Zustand bezeichnet werden sollen, und der einen Größe C aus den Dampfdruckkurven (Gleichung 1) abgeleitet werden.

Es ergab sich:

$$\lambda_0'' = 4970 \qquad \lambda_0' = 6000$$
$$\varepsilon'' = 0{,}03239 \qquad \varepsilon' = 0{,}009983$$
$$C = 3{,}17,$$

so daß nach Formel (1) die Dampfdrucke der flüssigen Kohlensäure durch die Gleichung:

$$\left.\begin{aligned} \log p'' = &-\frac{4970}{4{,}571\,T} + 1{,}75 \log T \\ &-\frac{0{,}03239}{4{,}571} T + 3{,}17 \end{aligned}\right\} \qquad (9)$$

bestimmt werden, während für die Dampfdrucke der festen Kohlensäure die Beziehung:

$$\left.\begin{aligned} \log p' = &-\frac{6000}{4{,}571\,T} + 1{,}75 \log T \\ &-\frac{0{,}009983}{4{,}571} T + 3{,}17 \end{aligned}\right\} \qquad (10)$$

gilt.

1) Gött. Nachr., Heft I, 1906 u. Sitzungsber. d. K. Akad. d. Wissensch. Berlin 1906, I.II: Über die Beziehungen zwischen Wärmeentwicklung und maximaler Arbeit bei kondensierten Systemen.

1) Zeleny u. Smith, diese Zeitschr. **7**, 667, 1906.

2) Diese Messungen sind in jüngster Zeit gemacht und mir von Herrn Prof. Nernst freundlichst für diese Arbeit zur Verfügung gestellt worden.

Um untersuchen zu können, wie weit die Gleichungen (9) und (10) die beobachtete Dampfdruckkurve der Kohlensäure wiedergeben, sind in Tabelle I die berechneten und beobachteten Werte der Dampfspannung für eine Reihe von Temperaturen zusammengestellt.

Tabelle I.

	Flüssige Kohlensäure:		Feste Kohlensäure:		
Temp. in ° C	p ber. in Atm.	p beob. (Z. u. Sm.)	p ber. in cm Quecks.	p beob. (Z. u. Sm.)	p beob. (N.)
—10	25,54	25,83			
—20	19,24	19,52			
—30	14,44	14,21			
—40	9,87	9,88			
—50	7,13	6,73			
—60	4,27	4,35	315	298	
—70			151	144	
—80			67,3	65,7	
—90			27,4	28,8	
—100			10,1	11,9	
—110			3,3	4,3	
—120			0,91	1,4	
—130			0,21	0,25	
—138			0,0577		0,0600
—142			0,0282		0,0278
—146			0,0131		0,0123
—150			0,0059		0,0050
—154			0,0025		0,0024

Es zeigt sich, daß die Übereinstimmung der Formel (9) mit den Tatsachen als eine recht gute zu bezeichnen ist. Auch für die feste Kohlensäure zeigen Beobachtung und Berechnung eine genügende Übereinstimmung, nur in dem mittleren Temperaturgebiet von —100° C an erfolgt eine bedeutende Abweichung, die berechneten Zahlen sind zu klein gegen die beobachteten, und erst bei —130° C beginnt wieder eine Annäherung zwischen der berechneten und der beobachteten Kurve, die dann in eine befriedigende Übereinstimmung übergeht.

Naumann[1]) findet in der von ihm für Jod berechneten Formel (1) bei sonst guter Übereinstimmung in dem mittleren Temperaturgebiet ebenfalls eine große Abweichung, von ungefähr 24 Proz., zwischen Beobachtung und Berechnung und meint, es läge dies wahrscheinlich an den beobachteten Werten. Da hier die Formel dasselbe auffallende Verhalten zeigt, so ist wohl anzunehmen, daß die Annahme eines linearen Verlaufs der spezifischen Wärmen nicht hinreichend genau zutrifft, daß vielmehr noch Glieder mit höheren Potenzen von T zu berücksichtigen sind. Andererseits ist es bei der sonst guten Leistungsfähigkeit der Formeln (9) und (10) auch hier nicht unwahrscheinlich, daß in dem zweifelhaften Gebiet der Fehler zum Teil auch in den beobachteten Werten zu suchen ist. Jedenfalls wäre es sehr wünschenswert, daß zwischen —100° und —130° C noch einige kontrollierende Messungen gemacht würden.

1) Dissertation, Berlin 1907: „Experimentelle Bestimmung und theoretische Berechnung kleiner Dampfdrucke von Jod und Metalljodiden".

3. Es sollen jetzt noch die bei den Formeln (9) und (10) benutzten Konstanten einer Prüfung unterzogen werden, soweit andere Berechnungen vorliegen oder experimentelle Daten zur Verfügung stehen.

Die Konstante C, die durch die Formel (1) berechnet 3,17 ergibt, wurde auf empirischem Wege von Nernst in guter Übereinstimmung aus den kritischen Daten zu 3,2 berechnet.

Für die molekulare Verdampfungswärme λ der festen Kohlensäure liegen nur für die latente Wärme des Siedepunktes Messungen vor von Behn[1]) und von Favre und Silbermann[2]) und eine Berechnung von Kuenen und Robson[3]) zu 5324 Kalorien, für die Verdampfungswärme der flüssigen Kohlensäure eine Messung bei —25° C von Cailletet und Mathias.[4]) Nach Formel (4) nun läßt sich die Verdampfungswärme der flüssigen Kohlensäure darstellen durch die Gleichung:

$$\lambda'' = (4970 + 3{,}5\ T - 0{,}03239\ T^2)\left(1 - \frac{p}{\pi}\right) \quad (11)$$

und die der festen durch:

$$\lambda' = (6000 + 3{,}5\ T - 0{,}009983\ T^2)\left(1 - \frac{p}{\pi}\right) \quad (12)$$

Die nach dieser Formel berechneten Werte sind mit den beobachteten in Tabelle II zusammengestellt[5]):

Tabelle II.

Druck in Atm.	Temp. in ° C	λ berechn.	λ beob.
16,77	—25	3040	3200 (C. u. M.)
1	—78,9	6219	6266 (B.) 6257 (F. u. S.)

Danach zeigt sich die Formel (12) in guter Übereinstimmung mit den Tatsachen, in der Beurteilung der Leistungsfähigkeit der Formel (11) ist zu berücksichtigen, daß wir uns bei —25° C und einem Druck von 16,77 Atmosphären in einem Gebiet befinden, für das nach unsern Voraussetzungen die Anwendung der Formel (4) nur ein angenähertes Resultat ergeben kann.

Eine Prüfung der für ε' und ε'' berechneten

1) Ann. d. Phys. 1, 272, 1900.
2) Ann. de Chim. et de Phys. (3) **37**, 470.
3) Phil. Mag. (6) **3**, 627.
4) Landolt-Börnstein, Tab.
5) Für den kritischen Druck π geben nach Landolt-Börnstein Tab. Andrew 73 u. 77 Atm., Amagat 72,9 und Dewar 77 Atm., für die Siedetemperatur Kuenen und Robson —78,3, Cailletet —80, Villard und Jarry —79° C, Zeleny und Smith (l. c.) —78,2; bei obiger Berechnung sind daher die Mittelwerte $\pi = 75$ Atm. und $T = 194{,}1$ verwendet worden.

Werte allein, unabhängig von den Verdampfungswärmen, an den spezifischen Wärmen der flüssigen und festen Kohlensäuren ist wegen des schon oben erwähnten vollständigen Mangels an Beobachtungen auf diesem Gebiet nicht möglich. Umgekehrt kann aber mit Hilfe von ε' und ε'' eine hypothetische Formel zur Berechnung dieser Größen aufgestellt werden.

Wir nahmen in (6a) und (6b) die Molekularwärme des Dampfes bei konstantem Volumen als lineare Temperaturfunktion an:

$$C_v = \alpha + 2\beta T$$

und für die Molekularwärme der flüssigen und festen Substanz die analoge Form:

$$c_0'' = \alpha_0'' + 2\beta_0'' T$$

bezw.

$$c_0' = \alpha_0' + 2\beta_0' T.$$

$\beta_0'' - \beta = \varepsilon''$ und $\beta_0' - \beta = \varepsilon'$ sind bekannt, und beachten wir ferner, daß im Sinne des neuen Wärmetheorems beim absoluten Nullpunkt allgemein die spezifische Wärme der (unterkühlten) flüssigen und der festen Substanz einander gleich sind, d. i.

$\alpha_0'' = \alpha_0'$ ist für $T = 0$

und daß nach der oben erwähnten Annahme hier die Molekularwärme eines Gases bei konstantem Volumen stets um 1,5 Kalorien größer ist als die des flüssigen oder festen Kondensationsproduktes, so gelangen wir zu Gleichungen für die spezifischen Wärmen. Extrapolieren wir nämlich nun die Messungen von Holborn und Austin[1]) für die Molekularwärme der dampfförmigen Kohlensäure bei konstantem Druck zum absoluten Nullpunkt und führen in die Gleichung die Molekularwärme bei konstantem Volumen ein, so ergibt sich die Beziehung:

$$C_v = 5{,}28 + 0{,}0061\ T,$$

folglich kann

$$\alpha_0'' = \alpha_0' = 5{,}28 - 1{,}5 = 3{,}8$$

gesetzt werden, und

$$\beta_0'' = 0{,}0061 + 0{,}03239 = 0{,}0385$$
$$\beta_0' = 0{,}0061 + 0{,}009983 = 0{,}0161$$

so daß die Molekularwärme der flüssigen Kohlensäure bestimmt würde durch die Gleichung:

$$c_0'' = 3{,}8 + 0{,}077\ T$$

und die der festen Kohlensäure durch:

$$c_0' = 3{,}8 + 0{,}032\ T.$$

Ausgenommen für den absoluten Nullpunkt, wo nach der Theorie die beiden spezifischen Wärmen einander gleich sind, ist also bei allen Temperaturen die spezifische Wärme der (unterkühlten) flüssigen Kohlensäure größer als diejenige der festen in Übereinstimmung mit dem Verhalten aller untersuchten Substanzen.

1) Sitzungsber. d. K. Akad. d. Wissensch. Berlin, S. 175, (1905).

4. Zum Schluß sollen die Gleichungen (9), (10), (11) und (12) noch zu einer Veranschaulichung der neuen thermodynamischen Hypothese

$$\lim \frac{dA}{dT} = \lim \frac{dQ}{dT} = 0 \text{ für } T = 0$$

für die Bildung von flüssiger (unterkühlter) Kohlensäure aus reiner fester Kohlensäure angewandt werden. Wir denken uns den Vorgang isotherm und reversibel vollzogen. Wenn dann p'' und p' die Dampfdrucke der flüssigen bezw. festen Kohlensäure bezeichnen, so wird in bekannter Weise die dabei geleistete maximale Arbeit bestimmt durch die Gleichung:

$$A = R\,T \ln \frac{p''}{p'} = 4{,}571\ T \log \frac{p''}{p'},$$

während die Wärmetönung bei diesem Prozeß die Schmelzwärme

$$Q = \lambda''_T - \lambda'_T$$

ist, wenn λ'_T und λ''_T die Verdampfungswärmen der festen und flüssigen Kohlensäure bei der absoluten Temperatur T bezeichnen. In Tabelle III sind die Werte von Q und A für eine Reihe von Temperaturen bis zum dreifachen Punkt (bei $-56{,}4^0$ C) zusammengestellt und in der Figur sind dieselben Werte graphisch aufgetragen.

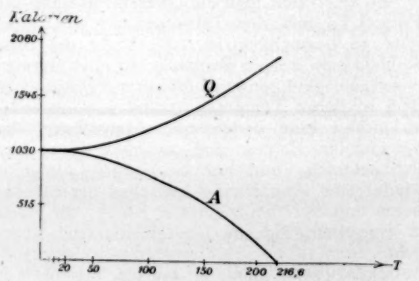


Tabelle III.

abs. Temp.	maximale Arbeit	Wärmetönung
0	1030	1030
5	1029	1029
10	1028	1032
20	1020	1039
50	976	1086
100	809	1254
150	526	1534
216,6	0	1939

Ein Vergleich der Werte in der Tabelle zeigt, wie es die entsprechende graphische Darstellung zu versinnlichen sucht, daß gemäß der Annahme (8), nach der die Beziehung

$$A = A_0 - \beta\ T^2$$
$$Q = A_0 + \beta\ T^2$$

gilt, die beiden Kurven symmetrisch zu einer Geraden parallel der Abszissenachse verlaufen und daß sie sich in der Nähe des absoluten Nullpunktes in der Tat tangieren und praktisch schon bei $T=20$ die Wärmeentwicklung Q und die maximale Arbeit A einander gleich zu setzen sind.

Berlin, Mai 1908.

(Eingegangen 15. Mai 1908.)

Über die Bestimmung der Dämpfung von Kondensatorschwingungen bei beliebig enger induktiver Koppelung.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von B. Macků.

Benutzte Zeichen:

a Galvanometerausschlag,

$b_1=\frac{1}{L_{11}C_1}$, $b_2=\frac{1}{L_{22}C_2}$,

C_1, C_2 Kapazitäten im Primär- und Sekundärsystem,

δ_1, δ_2 Dämpfung in ungekoppelten Systemen,

$\mathfrak{d}_1$, $\mathfrak{d}_2$ Dekremente in ungekoppelten Systemen,

F Funkenpotential,

$\mathfrak{J}_1$, $\mathfrak{J}_2$ Stromintensitäten im Primär- und Sekundärsystem,

$\mathfrak{J}_3$ Stromintensitäten im Thermoelementenkreise,

k Koppelungskoeffizient,

L_{11}, L_{22} Selbstinduktionskoeffizienten,

L_{12}, L_{21}, L_{23} gegenseitige Induktionskoeffizienten,

ν_1, ν_2 Schwingungszahlen der ungekoppelten Systeme in 2π Sekunden,

$p_{12}=\frac{L_{12}C_2}{L_{11}C_1}$, $p_{21}=\frac{L_{21}C_1}{L_{22}C_2}$,

ϱ Widerstand des Thermoelementenkreises,

V_1, V_2 Potentialdifferenz im Primär- und Sekundärsystem,

x Verstimmung $=1-\frac{\nu_2}{\nu_1}$,

y Verhältnis des Stromeffektes im Thermoelementenkreise zum maximalen Effekte,

$a=\sqrt{1+\frac{\pi^2k^2}{\mathfrak{d}_1\mathfrak{d}_2}}$; a_r, a_x der wirkliche Betrag der Größe a für die Resonanz (r) und die Verstimmung (x).

Für die Potentiale zweier induktiv gekoppelter Schwingungskreise gelten die simultanen Differentialgleichungen:

$$\left.\begin{aligned} V_1''+2\delta_1V_1'+b_1V_1&=p_{12}V_2''\\ V_2''+2\delta_2V_2'+b_2V_2&=p_{21}V_1''\end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Beide Potentiale genügen also der Gleichung:

$$V''''+PV'''+QV''+RV'+S=0, \quad (2)$$

in welcher bedeutet:

$$\left.\begin{aligned} P&=\frac{2(\delta_1+\delta_2)}{1-k^2}\\ Q&=\frac{b_1+b_2+4\delta_1\delta_2}{1-k^2}\\ R&=\frac{2(b_1\delta_2+b_2\delta_1)}{1-k^2}\\ S&=\frac{b_1b_2}{1-k^2}.\end{aligned}\right\} \quad (3)$$

In weiteren Untersuchungen werden wir nur die Werte der Größen V_1, V_1', V_1'', V_1'''; V_2, V_2', V_2'', V_2'''; für die Zeit $t=0$ brauchen. Wir bezeichnen sie mit den Zeichen:

$$V_{10},\ V_{11},\ V_{12},\ V_{13};\ V_{20},\ V_{21},\ V_{22},\ V_{23}.$$

Die Anfangsbedingungen geben:

$$V_{10}=F,\ V_{20}=0,\ V_{11}=0,\ V_{21}=0. \quad (4)$$

Setzt man diese Werte in die Gleichungen (1), so bekommt man für die Zeit $t=0$

$$\left.\begin{aligned} V_{12}-p_{12}V_{22}&=-b_1F\\ -p_{21}V_{12}+V_{22}&=0.\end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Die Gleichungen (1) differenziert nach t geben für die Zeit $t=0$ unter Berücksichtigung der Relationen (4)

$$\left.\begin{aligned} V_{13}-p_{12}V_{23}&=-2\delta_1V_{12}\\ -p_{21}V_{13}+V_{23}&=-2\delta_2V_{22}.\end{aligned}\right\} \quad (6)$$

Aus den Gleichungen (5) und (6) findet man:

$$\left.\begin{aligned} V_{12}&=-\frac{b_1F}{1-k^2}, \qquad V_{22}=-\frac{p_{21}b_1F}{1-k^2}\\ V_{13}&=\frac{2(\delta_1+k^2\delta_2)b_1F}{(1-k^2)^2}\\ V_{23}&=\frac{2p_{21}(\delta_1+\delta_2)F}{(1-k^2)^2}.\end{aligned}\right\} \quad (7)$$

Die Stromintensität im Thermoelementen- (oder Bolometer-) Kreise, wenn er sehr lose mit dem sekundären Schwingungskreise gekoppelt ist, und wenn sein Widerstand gegen die Selbstinduktion groß ist, gibt die Gleichung:

$$\mathfrak{J}_3=\frac{L_{23}}{\varrho}\frac{\partial\mathfrak{J}_2}{\partial t}=\frac{L_{23}C_2}{\varrho}\cdot\frac{\partial^2V_2}{\partial t^2}.$$

Der Stromeffekt ist

$$\int_0^\infty\mathfrak{J}_3{}^2dt=\left(\frac{L_{23}C_2}{\varrho}\right)^2\int_0^\infty\left(\frac{\partial^2V_2}{\partial t^2}\right)^2dt \quad (8)$$

und diese Größe können wir als mit dem Galvanometer messen. Es handelt sich somit um die Auswertung des Integrals

$$\Phi_2=\int_0^\infty V'''^2\,dt. \quad (9)$$

Die Durchführung dieser Integration geschah bis jetzt immer in der Weise, daß der

Integral der Gleichung (2) mit allen in ihr vorkommenden Konstanten berechnet wurde und erst dann die Integration (9) immer mit sehr vielen Vernachlässigungen und Beschränkungen durchgeführt.[1]) Dieselbe kann aber sehr einfach und streng (ohne irgendwelche Vernachlässigung und Beschränkung) durch folgendes Verfahren durchgeführt werden.[2])

Multipliziert man die Gleichung (2) der Reihe nach mit V', V'', V''' und integriert jede so entstandene Gleichung zwischen den Grenzen $0-\infty$, dann bekommt man, wenn bezeichnet:

$$\Phi_1=\int_0^\infty V_2'^2 dt \quad \Phi_2=\int_0^\infty V_2''^2 dt \quad \Phi_3=\int_0^\infty V_2'''^2 dt \tag{10}$$

und wenn berücksichtigt wird, daß für

$$t=\infty \qquad V_2=V_2'=V_2''=V_2'''=0$$

und für

$$t=0 \qquad V_2=V_{20}=0 \qquad V_2'=V_{21}=0 \qquad V_2''=v_{22} \qquad V_2'''=v_{23}$$

die drei Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} -R\Phi_1+P\Phi_2&=\tfrac{1}{2}V_{22}^2\\ -S\Phi_1+Q\Phi_2-\Phi_3&=V_{22}V_{23}+\tfrac{1}{2}PV_{22}^2\\ -R\Phi_2+P\Phi_3&=\tfrac{1}{2}V_{23}^2+\tfrac{1}{2}QV_{22}^2. \end{aligned}\right\} \tag{11}$$

Die Auflösung dieser Gleichungen gibt

$$\Phi_2=\tfrac{1}{2}\cdot\frac{(QR-PS)V_{22}^2+R(V_{23}^2+2PV_{22}V_{23}+P^2V_{22}^2)}{PQR-P^2S-R^2} \tag{12}$$

Setzt man die Werte (7) in diesen Ausdruck ein, und benutzt man die Gleichungen (3), so läßt sich dieser Ausdruck in die Form bringen:

$$\Phi_2=\tfrac{1}{4}\frac{(p_{21}b_1F)^2}{1-k^2}\cdot\frac{b_1^2\delta_2+b_2^2\delta_1+\delta_1\delta_2\left|(b_1-b_2)^2+4\delta_1\delta_2(b_2\delta_1+b_1\delta_2)\right|}{4(b_2\delta_1+b_1\delta_2)\left|(\delta_1+\delta_2)+\frac{k^2}{4\delta_1\delta_2}(b_2\delta_1+b_1\delta_2)\right|}. \tag{13}$$

Unter der Voraussetzung, daß man die Quadrate der Dekremente gegen $(2\pi)^2$ vernachlässigen kann, ist der Galvanometerausschlag (die Proportionalität mit dem Stromeffekte vorausgesetzend) gegeben durch den Ausdruck:

$$a=K\frac{b_1^2\delta_2+b_2^2\delta_1}{\delta_1\delta_2\left|(b_1-b_2)^2+4(\delta_1b_2+\delta_2b_1)\left[(\delta_1+\delta_2)+\frac{k^2}{4\delta_1\delta_2}(\delta_1b_2+\delta_2b_1)\right]\right|} \tag{14}$$

wo K eine von C_2 unabhängige Konstante bezeichnet. Der Galvanometerausschlag nimmt (C_2 als unabhängig Veränderliche voraussetzend) seinen maximalen Wert für $b_2=b_1$ ein.

Führen wir noch statt der Dämpfungen die Dekremente ein, und setzen wir

$$b_2=b_1(1-x)^2\ ^1), \tag{15}$$

wo x eine so kleine Größe bedeutet, daß die zweiten Potenzen von x gegen 1 vernachlässigt werden können, dann resultiert

$$a=K\frac{(b_1+b_2)^2\left(1-4\frac{b_1}{b_1+b_2}x\right)}{b_1b_2\left|4\pi^2x^2(1-x)+(b_1+b_2)^2\left[1-2\frac{b_1}{b_1+b_2}x\right]\right|\left[1+\frac{\pi^2k^2}{b_1b_2}\left(1-2\frac{b_1}{b_1+b_2}x\right)\right]}, \tag{16}$$

und die Bjerknessche Resonanzkurve ist gegeben durch die Gleichung:

$$y=\frac{\left(1-\frac{4b_1}{b_1+b_2}x\right)(b_1+b_2)^2\left(1+\frac{\pi^2k^2}{b_1b_2}\right)}{4\pi^2x^2(1-x)+(b_1+b_2)^2\left[1-\frac{2b_1}{b_1+b_2}x\right]\left[1+\frac{\pi^2k^2}{b_1b_2}\left(1-\frac{2b_1}{b_1+b_2}x\right)\right]}. \tag{17}$$

Bei den Messungen ist immer $b_1>b_2$ und man kann also in den Korrektionen setzen $1-\frac{b_1}{b_1+b_2}x=1-x$.[2]) Die Gleichung (17) nimmt dann eine noch übersichtlichere Gestalt an:

$$y=(1-3x)\frac{(b_1+b_2)^2\left(1+\frac{\pi^2k^2}{b_1b_2}\right)}{4\pi^2x^2+(b_1+b_2)^2(1-x)\left[1+\frac{\pi^2k^2}{b_1b_2}(1-x)\right]}. \tag{18[3])}$$

1) Vergl. V. Bjerknes, Wied. Ann. **55**, 120, 1895; P. Drude, Ann. d. Phys. **13**, 512, 1904; K. E. F. Schmidt, diese Zeitschr. **9**, 13, 1908 usw.

2) Dasselbe Verfahren läßt sich auch auf andere Koppelungsarten und auch auf mehr als 2 Schwingungssysteme sehr leicht übertragen. Diese Rechnungen beabsichtige ich erst dann zu veröffentlichen, wenn ich mir das notwendige Versuchsmaterial beschafft habe.

1) Es wäre zwar zweckmäßiger, $b_2=b_1(1-\xi)$ zu setzen, ich behalte aber doch die obere Einführung der Verstimmung, um mit den älteren Arbeiten in Übereinstimmung zu bleiben.

2) Wäre die Bedingung $b_1>b_2$ nicht erfüllt, so kann man doch, solange man bei den Rechnungen die Breite der Resonanzkurve und nicht bloß die einseitige Verstimmung benützt, die obere Vereinfachung immer zulassen, da sich die Korrektionen, in welchen nur ein Fehler entsteht, fast vollständig aufheben.

3) Diese Gleichung gibt für positive Verstimmung ($x>0$) kleinere Werte für y als für $x<0$, somit ist die Resonanzkurve unsymmetrisch, aber im umgekehrten Sinne, als es K. E. F. Schmidt (l. c.) angibt. Möglicherweise liegt der Grund der Unsymmetrie in der Abhängigkeit der Größe a x von x (siehe unten). Außerdem bin ich der Meinung, daß man aus der Unsymmetrie der aus der Messung gewonnenen Kurven keinen Beweis für oder gegen die Theorie ziehen kann, da die Unsymmetrie sehr leicht auch eine kleine Verschiebung des Maximums in der x-Richtung zerstört oder sogar in eine umgekehrte übergehen kann. (Eine kleine Verschiebung des Maximums ist niemals ausgeschlossen, weil die Kurve in seiner Nähe bei richtiger Zeichnung immer flach ist.)

Bezeichnet man:

$$\frac{1}{4\pi^2}(\mathfrak{d}_1+\mathfrak{d}_2)^2\left(1+\frac{\pi^2k^2}{\mathfrak{d}_1\mathfrak{d}}\right)=A^2, \qquad (19)$$

so kann man den Ausdruck (18) in die Form bringen:

$$x^2+\left(3-\frac{y}{1+\frac{\pi^2k^2}{\mathfrak{d}_1\mathfrak{d}_2}}\right)\frac{A^2}{y}x=(1-y)\frac{A^2}{y}. \qquad (20)$$

Aus dieser Gleichung geht für Breite der Resonanzkurve: $x_1+x_2=2$

$$\sqrt{\frac{1}{4}\left(3-\frac{y}{1+\frac{\pi^2k^2}{\mathfrak{d}_1\mathfrak{d}_2}}\right)\frac{A^4}{y^2}+(1-y)\frac{A^2}{y}}. \qquad (21)$$

Rechnet man aus dieser Gleichung A, dann resultiert:

$$A=\frac{x_1+x_2}{2} \qquad (22)$$

$$\sqrt{\frac{\frac{y}{1-y}}{\frac{1}{2}\left(1+\sqrt{1+\left(\frac{x_1+x_2}{2}\right)^2\left(3-\frac{y}{1+\frac{\pi^2k^2}{\mathfrak{d}_1\mathfrak{d}_2}}\right)^2\frac{1}{(1-y)^2}}\right)}}.$$

Solange zur Bestimmung der Dekremente nur nicht gar zu flache Resonanzkurven benutzt sind[1]), und aus diesen nur diejenigen Punkte, welche innerhalb der Geraden liegen, welche durch den Gipfel der Kurve und durch die Punkte der Abszissenachse, welche die Verstimmung $x=\pm 0{,}05$ bezeichnen, gehen, dann kann man den Ausdruck

$$\left(\frac{x_1+x_2}{2}\right)^2\left(3-\frac{y}{1+\frac{\pi^2k^2}{\mathfrak{d}_1\mathfrak{d}_2}}\right)\frac{1}{(1-y)^2}$$

weglassen, da er für alle diese Punkte kleiner als 0,02 ist. Es bleibt somit aus der Gleichung (22) übrig

$$(\mathfrak{d}_1+\mathfrak{d}_2)\sqrt{1+\frac{\pi^2k^2}{\mathfrak{d}_1\mathfrak{d}_2}}=\frac{2\pi(x_1+x_2)}{2}\sqrt{\frac{y}{1-y}}. \qquad (23)$$

Nach dieser Theorie also, welche für beliebig enge Koppelung gültig ist und nur das Verschwinden der Quadrate der Dekremente gegen $(2\pi)^2$ verlangt, soll das gewöhnliche Verfahren (an nicht zu flachen Kurven ausgeführt) nicht den Wert der Summe der Dekremente, sondern des Ausdruckes:

$$(\mathfrak{d}_1+\mathfrak{d}_2)\sqrt{1+\frac{\pi^2k^2}{\mathfrak{d}_1\mathfrak{d}_2}}$$

als Resultat geben. Es ist somit die übliche Methode zur Bestimmung der Dekremente nur dann einwandfrei anwendbar, wenn $\frac{\pi^2k^2}{\mathfrak{d}_1\mathfrak{d}_2}$ gegen 1 klein ist. Diese Grenze stimmt mit derjenigen überein, welche auch M. Wien angibt.[1])

Die hier durchgeführte Theorie (wie alle bisherigen) setzt aber voraus, daß die Dämpfungen von der Stromintensität unabhängig sind. Dieses kann man aber nur bei metallischen Widerständen von vornherein als gültig annehmen, es muß also diese Theorie auch nur mit denjenigen Messungen übereinstimmen, bei welchen die Funkendämpfung ausgeschlossen ist. Benutzt man diese Theorie für die Wienschen Beobachtungen (M. Wien, l. c., S. 642, Tabelle 9), so findet man:

k	$(\mathfrak{d}_1+\mathfrak{d}_2)a$	
	beobachtet	berechnet
0,00033	0,0228	0,0228
0,00061	0,0230	0,0231
0,0012	0,0244	0,0241
0,0020	0,0255	0,0263
0,0027	0,0289	0,0288
0,0038	0,0341	0,0336

Zur Rechnung sind die von Wien angegebenen Zahlen $\mathfrak{d}_1=0{,}014$, $\mathfrak{d}_2=0{,}0087$ benutzt. Die Übereinstimmung ist sehr gut.[2])

Rührt die Dämpfung des Primärkreises von einem Funkenwiderstande, dann müssen von dieser Theorie einige Abweichungen zum Vorschein kommen, und zwar:

1. Die Rückwirkung ist kleiner, aus dem Grunde, daß von dem Augenblicke, wenn in dem Primärkreise die oszillatorische Entladung aufhört[3]), dieser Kreis sich gegen den Sekundären als offen verhält.

2. Ist der Funkenwiderstand von der momentanen Intensität abhängig, und zwar nimmt er mit der Zunahme der Intensität ab[4]), dann ist die Rückwirkung um so energischer, je kleiner die Phasenverschiebung der beiden

1) Wenn auch sehr flache Resonanzkurven benutzt werden sollen, dann müßte man zu weit größeren Verstimmungen gehen, so daß die Voraussetzungen, daß x^2 gegen 1 klein ist, nicht mehr richtig bleibt. Es können auch für diesen Fall aus (14) sehr leicht die notwendigen Formeln berechnet werden, sie haben aber an sich kein Interesse, solange keine Messungen zur Verfügung stehen, an welchen sie benutzt werden könnten.

1) M. Wien, Ann. d. Phys. **25**, 625, 1908.

2) Die Übereinstimmung der nach der Wienschen Theorie berechneten Zahlen ist nur zufällig und hat ihren Grund in der Gleichheit der Ausdrücke

$$\sqrt{1+\frac{4\pi^2k^2}{(\mathfrak{d}_{01}+\mathfrak{d}_{02})^2}} \quad \text{und} \quad \sqrt{1+\frac{\pi^2k^2}{\mathfrak{d}_{01}\mathfrak{d}_{02}}}$$

für $\mathfrak{d}_{01}=0{,}014$, $\mathfrak{d}_{02}=0{,}0087$.

3) Vgl. J. Zenneck, Ann. d. Phys. **13**, 822, 1904.

4) Vgl. H. Barkhausen, diese Zeitschr. **8**, 624, 1907; W. Eickhoff, diese Zeitschr. **8**, 494, 497, 1907 usw.

Stromintensitäten (des eigenen Stromes und des vom sekundären Kreise induzierten) ist oder je mehr sie sich dem Wert π nähert. Im Falle der Resonanz ist sie beinahe π, ändert sich aber mit der Verstimmung. Es muß somit mit wachsender Verstimmung die Rückwirkung abnehmen.

Um diese beide Änderungen der Rückwirkung in die Theorie einführen zu können, bezeichnet man den Wert des Ausdrucks:

$$a = \sqrt{1 + \frac{\pi^2 k^2}{\mathfrak{d}_1 \mathfrak{d}_2}},$$

für den Fall des maximalen Effektes a_r, für den Fall der Verstimmung a_x. Unter der Voraussetzung, daß wir aus der Breite der Resonanzkurve rechnen, können wir sie jetzt in der Form schreiben:

$$y = \frac{(\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2)^2 a_r^2}{4\pi^2 x^2 + (\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2)^2 a_x^2} \qquad (24)$$

oder:

$$\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2 = \frac{2\pi(x_1 + x_2)}{2} \sqrt{\frac{y}{1-y}} \sqrt{\frac{1-y}{a_r^2 - a_x^2 y}} \qquad (25)$$

Man muß somit den, nach dem üblichen Verfahren gewonnenen Ausdruck mit $\sqrt{\frac{1-y}{a_r^2 - a_x^2 y}}$ multiplizieren, um den wahren Wert der Summe der Dekremente zu bekommen. Die Werte von a_r und a_x sind aber unbekannt, und a_x ändert sich mit der Verstimmung. Aus theoretischen Gründen können wir nur behaupten, das $a_r \leq a$ und daß a_x mit wachsendem x abnimmt. Der Einfachheit halber probieren wir die Voraussetzung, daß die Rückwirkung mit wachsender Verstimmung rasch aufhört, also daß a_x sich rasch der Einheit nähert, und setzt man $a_r = a$. Dann geben die Wienschen Messungen (l. c., Tabelle 5, Kolonne 1 und 2):

	$k = 0{,}0044$ $a = 1{,}116$		$k = 0{,}0081$ $a = 1{,}393$	
y	$\frac{2\pi_2(x_1+x_2)}{2}\sqrt{\frac{y}{1-y}}$	$\mathfrak{d}_1+\mathfrak{d}_2$	$\frac{2\pi(x_1+x_2)}{2}\sqrt{\frac{y}{1-y}}$	$\mathfrak{d}_1+\mathfrak{d}_2$
0,90	0,141	0,094	0,157	0,072
0,80	0,137	0,110	0,152	0,088
0,70	0,133	0,113	0,147	0,097
0,60	0,128	0,111	0,142	0,102
0,50	0,123	0,108	0,135	0,101
0,40	0,118	0,113	0,126	0,100

Zur Rechnung wurden die von Wien angegebenen Zahlen $\mathfrak{d}_1 = 0{,}11$, $\mathfrak{d}_2 = 0{,}015$ benutzt. Die Werte von $(\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2)$ für $k = 0{,}0044$ stimmen ganz gut untereinander (ausgeschlossen für $y = 0{,}90$, wo natürlich die Voraussetzung $a_x = 1$ noch nicht gilt) und auch mit dem von Wien angegebenen 0,111 überein. Für $k = 0{,}0081$ findet keine Übereinstimmung statt. Lassen wir also die Voraussetzung $a_r = a$ fallen, und rechnet man a_r aus den Werten für $y = 0{,}50$ $(\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2 = 0{,}111)$. Dann bekommt man für die Wienschen Messungen (Tabelle 5, Kolonne 2 und 3):

	$k = 0{,}0081$ $a = 1{,}393$, $a_r = 1{,}251$		$k = 0{,}014$ $a = 2{,}171$, $a_r = 1{,}356$	
y	$\frac{2\pi(x_1+x_2)}{2}\sqrt{\frac{y}{1-y}}$	$(\mathfrak{d}_1+\mathfrak{d}_2)$	$\frac{2\pi(x_1+x_2)}{2}\sqrt{\frac{y}{1-y}}$	$(\mathfrak{d}_1+\mathfrak{d}_2)$
0,90	0,157	0,084	0,182	0,085
0,80	0,152	0,101	0,169	0,101
0,70	0,147	0,108	0,160	0,108
0,60	0,142	0,111	0,154	0,112
0,50	0,135	0,111	0,144	0,111
0,40	0,126	0,106	0,136	0,108

Diese Resultate berechtigen und bestätigen die Annahme, daß a_x mit wachsender Verstimmung rasch abnimmt (die Zahlen für $k = 0{,}0081$ und 0,014 zeigen zwar noch einen regelmäßigen Gang, wenn es sich aber um die Genauigkeit von 1—2 Proz. handelt, kann doch schon für $y = 0{,}70$, $a_x = 1$ gesetzt werden) und zeigen auch, daß schon beim maximalen Effekte die Rückwirkung (besonders bei stärkerer Koppelung) kleiner ist als bei nur metallischen Widerständen. Aus den hier angeführten Beispielen ist auch ersichtlich, daß diese Theorie in Vereinigung mit experimentellen Messungen sehr viel zur Kenntnis der Vorgänge, welche sich an dem Funken abspielen, beitragen kann.

Brünn, Physikalisches Institut der böhmischen technischen Hochschule.

(Eingegangen 18. April 1908.)

Bemerkung über die Radioaktivität gewöhnlicher Metalle und über die durchdringungskräftige Strahlung aus der Erde.

Von J. C. Mc Lennan.

In einer kürzlich erschienenen Arbeit[1]) habe ich einige Versuche beschrieben, welche ich über die Leitfähigkeit von Luft angestellt habe, die in Metallzylindern von 60 cm Länge und 24 cm Durchmesser eingeschlossen war. Die Zylinder bestanden aus Blei, aus Zink und aus Aluminium. Mit den sorgfältig gereinigten Zylindern aus Zink und aus Aluminium erhielt ich für die eingeschlossene Luft eine Leitfähigkeit, welche nach der Reduktion für die Anzahl „q" der sekundlich in einem Kubikzentimeter Luft erzeugten Ionen den Wert 15 ergab.

Mit Zylindern aus Blei machte ich ausgedehntere Untersuchungen als mit denen aus anderen Metallen. Die Leitfähigkeit zeigte hier

1) Phil. Mag., Dez. 1907. — S. auch diese Zeitschr. 8, 556, 1907.

große Verschiedenheiten, und ich erhielt Werte, die zwischen 160 und 23 Ionen in der Sekunde auf das Kubikzentimeter schwankten.

Während der letzten acht Monate hat Herr C. S. Wright im Physikalischen Institut zu Toronto die Versuche über die Leitfähigkeit in Metallgefäßen eingeschlossener Luft fortgesetzt. Herr Wright hat nun unter normalen Verhältnissen mit einem besonderen Bleizylinder von den angegebenen Abmessungen eine Leitfähigkeit erhalten, die der Erzeugung von 15,3 Ionen in der Sekunde auf ein Kubikzentimeter entspricht. Die geringsten Leitfähigkeiten, welche er bislang mit Zylindern aus Zink und Aluminium erhalten hat, ergeben für q die Werte 13,4 bzw. 12,5 Ionen in der Sekunde auf das Kubikzentimeter.

Mit γ-Strahlen aus Radium, welche die gleiche Intensität hatten und abwechselnd die drei Zylinder aus Blei, aus Zink und aus Aluminium durchdrangen, in denen für q die Werte 15,3 bzw. 13,4 und 12,5 erhalten worden waren, ergaben sich die Werte der erregten Leitfähigkeit zu 14,00 bzw. 11,4 und 10,00. Es mag noch erwähnt werden, daß diese Werte für γ-Strahlen von allen Intensitäten gleich gefunden wurden. Aus der Verschiedenheit, welche diese Werte und die für dieselben Zylinder gefundenen Werte von q zeigen, geht klar hervor, daß man nicht die gesamte Leitfähigkeit, welche man unter normalen Verhältnissen in den Zylindern erhält, einer an der Erdoberfläche vorkommenden durchdringungskräftigen Strahlung und einer durch diese an den Gefäßwänden erzeugten Sekundärstrahlung zuschreiben darf.

Um festzustellen, welcher Anteil an der in den einzelnen Zylindern erhaltenen Leitfähigkeit der durchdringungskräftigen Strahlung und der von dieser erregten Sekundärstrahlung zugeschrieben werden könne, wurde in Toronto und dessen Umgebung eine Reihe von Messungen über die Leitfähigkeit der Luft in den drei Zylindern ausgeführt. Die nachstehende Tabelle I enthält die Ergebnisse dieser Messungen.

Wie man sieht, ist die auf Station 2 erhaltene Zahl für q von allen bisher verzeichneten die kleinste, welche für die Ionisation der Luft unter irgendwelchen Verhältnissen in geschlossenen Gefäßen bei normalem Druck und normaler Temperatur gemessen worden ist.

Der Durchschnittswert, der für q mit dem Bleizylinder bei den über der Wasserfläche des Ontariosees angestellten Versuchen erhalten wurde, war, wie die Tabelle zeigt, 9 Ionen in der Sekunde im Kubikzentimeter. Der Unterschied von 6,3 Ionen sekundlich im Kubikzentimeter zwischen dieser Zahl und der auf Station 10 im Laboratorium gefundenen würde daher der Leitfähigkeit entsprechen, welche seitens einer im Physikalischen Institut vorhandenen durchdringungskräftigen Strahlung und der diese notwendig begleitenden Sekundärstrahlung, die aber in dem freien Raum über der Seefläche fehlt, der Luft erteilt wird. Das Wasser des Sees würde dann anscheinend als Schirm gegen die aus dem Erdboden kommende durchdringungskräftige Strahlung wirken. Einige

Tabelle I.

Leitfähigkeiten.

Beobachtungsstation		Bemerkungen	Werte für die Anzahl „q" der sekundlich in einem Kubikzentimeter erzeugten Ionen		
Nr. der Station	Örtlichkeit		Blei	Zink	Aluminium
1.	Auf dem Eise auf der Toronto-Bai, 100 m von der Werft des Yacht Club.	Wassertiefe 10 m. Eisstärke 30 cm.	9		
2.	Auf dem Eise auf der Toronto-Bai, in der Nähe der Werft des Canoe Club.	Wassertiefe 5,6 m. Eisstärke 30 cm.	8,6	6,0	6,55
3.	Auf dem Eise des Grenadier Pond, eines Ausläufers des Ontariosees. Station „a".	Wassertiefe 2,5 m. Eisstärke 30 cm.	9,2		
4.	Auf dem Eise des Grenadier Pond. Station „b".	Wassertiefe 3,5 m. Eisstärke 30 cm.	9,0		
5.	Am Ufer des Grenadier Pond. Station „c".	—	9,1		
6.	Auf einem Sandhügel, von welchem man den Grenadier Pond übersieht.	Höhe des Hügels ungefähr 50 m. Entfernung vom Ufer 100 m.	9,3		
7.	Universitätsplatz.	Lehmboden, durchweicht, gefroren und 20 cm hoch mit Eis und Schnee bedeckt.	11,2	—	—
8.	Universitätsturm.	Höhe 26 m.	11,4		
9.	Auf freiem Felde im Hinterland des neuen Physikalischen Instituts.	Gefrorener Lehmboden, frisch umgegraben und 10 cm hoch mit Eis und Schnee bedeckt.	13,2	11,1	10,4
10.	Ein Zimmer im Kellergeschoß des neuen Physikalischen Instituts.	Da das Gebäude neu ist, so wurde angenommen, daß es von jeglicher radioaktiven Infektion frei war.	15,3	13,4	12,5

Forscher, so namentlich Strong[1]), haben die Ansicht geäußert, daß die Atmosphäre die Quelle der bekanntermaßen an der Erdoberfläche vorhandenen durchdringungskräftigen Strahlung sei. Diese Ergebnisse aber bilden im Verein mit den auf Station 8 erhaltenen Werten für die Ionisation einen starken Gegenbeweis gegen die Gültigkeit dieser Anschauungsweise.

Einige im September letzten Jahres gemachte Versuche bestätigen das Vorhandensein dieses Unterschiedes zwischen der an Land und der über der Wasserfläche des Ontariosees gemessenen Leitfähigkeit der in einem geschlossenen Gefäß enthaltenen Luft. Damals wurde im Laboratorium eine Reihe von Beobachtungen über die Leitfähigkeit von Luft in einem Bleizylinder gemacht, und es ergab sich als Durchschnittswert für q in diesem Gefäß 41,7 Ionen auf das Kubikzentimeter in der Sekunde. Mit demselben Gefäß wurden auch Messungen an Bord des Dampfers „Corona" auf einer seiner Fahrten über den Ontariosee gemacht; dabei wurde für q ein Durchschnittswert von 35,8 Ionen sekundlich im Kubikzentimeter gefunden. Darauf wurde eine dritte Messungsreihe an Land auf freiem Felde auf der Südseite des Sees an einer Anzahl von Punkten zwischen Queenstown und Niagarafalls gemacht und dabei für q ein Durchschnittswert von 42,6 gefunden. Wie man sieht, besteht auch hier wieder ein Unterschied von annähernd 6 Ionen zwischen den auf dem Wasser gefundenen Werten für q und den für diese Größe an Land gemessenen. In diesem Zusammenhange ist die Bemerkung interessant, daß bei den Messungen an verschiedenen Stellen während der Überfahrt des Schiffes nur sehr kleine Schwankungen der Leitfähigkeit gefunden wurden. Dabei betrug die Wassertiefe an der Werft nur etwa 6 m, während sie in der Mitte des Sees mehr als 150 m betrug.

Die auf den Stationen 5 und 6 angestellten Versuche sind ebenfalls von besonderem Interesse. Die an diesen Punkten erhaltene Leitfähigkeit war nämlich praktisch die gleiche wie die bei den Versuchen auf der Seefläche gefundene. Dies lehrt, daß der Sand vollkommen frei von den radioaktiven Produkten war, welche vermutlich in dem Lehm und dem Gestein an anderen Beobachtungspunkten vorhanden sind. Einen weiteren Beweis für dieses Fehlen radioaktiver Substanzen ergab eine andere Beobachtungsreihe, welche im verflossenen Dezember auf Ward's Island, einer tief gelegenen, einen Teil der Begrenzung der Bai von Toronto bildenden Sandbank, ausgeführt wurde. Es fand sich, daß dort die Leitfähigkeit der Luft in einem Bleizylinder die gleiche war, ob sie auf der Insel oder auf dem Wasser der angrenzenden Bucht gemessen wurde.

Vor einigen Jahren habe ich das Wasser des Ontariosees untersucht. Es war mir dabei nicht möglich gewesen, irgendwelche meßbaren Mengen Radiumemanation darin zu finden. Infolge des Fehlens der Emanation in diesem Wasser und infolge der Regelmäßigkeit, welche die an seiner Oberfläche bei allen Tiefen gefundenen Werte für q aufweisen, erscheint es wahrscheinlich, daß das Wasser jegliche aus dem Boden oder dem Gestein auf seinem Grunde kommende Strahlung vollständig abschneidet.

Zur Stütze dieser Ansicht mögen hier einige Versuche über die Absorption von γ-Strahlen durch Wasser angeführt werden.

Eine Kapsel mit 30 mg Radium wurde luftdicht in eine Glasröhre eingeschmolzen und diese dann in ein Messingrohr von 1 cm Wandstärke eingeschlossen. Dieses Rohr wurde nun auf das Eis auf dem Grenadier Pond gelegt, der auf einem 113 cm hohen Tisch stehende Ionisierungszylinder darüber gestellt, und die von dem Radium herrührende Leitfähigkeit gemessen. Darauf wurde ein Loch in das Eis geschlagen, das Rohr mit dem Radium auf verschiedene Tiefen versenkt und bei jeder dieser Stellungen die Ionisation im Zylinder gemessen. Die bei den verschiedenen Tiefen gefundenen Werte für die Anzahl Q der seitens der Strahlung des Radiums sekundlich in einem Kubikzentimeter erzeugten Ionen sind in Tabelle II angegeben.

Tabelle II.

Wasserhöhe über dem Rohr mit Radium in Metern	Q
0	4485
$^1/_2$	447,2
1	16,11
2	0,69
3,65	0,62

Aus diesen Zahlen ersieht man unter Berücksichtigung einer Änderung der Strahlungsintensität infolge der erhöhten Entfernung von dem Meßgefäß, daß die Intensität der Strahlung, welche den Ionisierungszylinder nach Durchlaufen einer 3,65 m dicken Wasserschicht erreichte, nicht mehr als $^1/_{500}$ der Intensität betrug, welche herrschte, wenn das Radium auf der Eisfläche lag. Aus diesen Zahlen geht also hervor, daß, wenn das Wasser des Sees selbst keine durchdringungskräftige Strahlung beisteuert, der Betrag, welcher von dem Erdboden auf dem Grunde des Wassers durch dieses hindurch an die Oberfläche gelangen könnte, einen zu vernachlässigenden Bruchteil

1) Diese Zeitschr. 9, 117, 1908.

der von den verschiedenen Gesteins- und Bodenflächen an Land ausgehenden bildet.

Auf Grund dieser Überlegung folgt, daß die in Tabelle I für die Beobachtungsstation 2 angegebene Ionisierung als Wert für die Leitfähigkeit gelten kann, welche der Luft entweder durch eine spezifische Strahlung erteilt wird, die von dem Metall des Behälters selbst ausgeht, oder durch Strahlung von radioaktiven Verunreinigungen, die noch in diesem vorhanden sind.

Der Unterschied zwischen den auf dieser Station 2 und den auf Station 10 gefundenen Zahlen beträgt nach der Tabelle I für die verschiedenen Zylinder: 6,7 für Blei; 7,4 für Zink; 5,95 für Aluminium. Diese Zahlen sind, wie ersichtlich, nicht proportional der Ionisation, welche der Luft in den drei Zylindern seitens der durchdringungskräftigen Strahlen von Radium erteilt wird. Besonders der Wert für Zink zeigt eine beträchtliche Unstimmigkeit, zu deren Aufklärung weitere Messungen angestellt werden müßten.

Im ganzen genommen sind die hier geschilderten Versuche deshalb interessant, weil sie die Frage nach der Radioaktivität von Metallen und Substanzen im allgemeinen beleuchten. Die auf Station 5 für die drei Zylinder gefundenen Werte von q weichen nur wenig voneinander ab. Sie haben überdies die Größenordnung von Effekten, die leicht aus radioaktiven Verunreinigungen in den Metallen erklärt werden könnten, denn Unterschiede von der Größe dieser Werte für q kann man leicht mit Zylindern erhalten, die aus verschiedenen Proben fast jedes beliebigen, willkürlich gewählten Metalls gefertigt sind. Betrachtet man nun die Verschiedenheit in den Atomgewichten der drei Substanzen Aluminium, Zink, Blei, und hält man sich gegenwärtig, daß die Radioaktivität eine mit der Atomstruktur zusammenhängende Eigenschaft ist, so gelangt man zu folgendem Schlusse: Würde man diese Metalle vollkommen frei von aktiven Verunreinigungen erhalten können, und würde man unter solchen Bedingungen und an solchen Orten, bei denen keine Ionisierung infolge durchdringungskräftiger Strahlung von seiten äußerer Quellen möglich wäre, die Leitfähigkeit der Luft in Gefäßen aus diesen vollkommen reinen Metallen messen, so würde man allem Anscheine nach finden, daß diese Leitfähigkeit auf einen sehr niedrigen Wert sinken würde, sofern sie nicht ganz verschwinden würde.

Die in dieser Mitteilung beschriebenen Versuche wurden mit einem Goldblattelektrometer nach C. T. R. Wilson von der neuesten Konstruktion ausgeführt. Dieses Elektrometer ist tragbar, und die Ablesungen sind bequem und genau auszuführen; das Instrument erwies sich daher als hervorragend geeignet für die Zwecke der Untersuchung.

Physikalisches Institut der Universität Toronto, 30. März 1908.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 21. April 1908.)

Eine neue Influenzmaschine (Multiplikator).

Von N. Russeltvedt.

Herr A. Einstein bespricht in dieser Zeitschr. 9, 216, 1908 eine von ihm ausgedachte neue elektrostatische Methode zur Messung kleiner Elektrizitätsmengen. Er schlägt dort vor, eine Maschine anzuwenden, die nach demselben Prinzip wirkt wie ein von mir bereits im Frühjahr 1907 konstruierter und geprüfter sogenannter Multiplikator. Der Zweck meiner Maschine war indessen, eine größere Elektrizitätsmenge von demselben Potential, als das der induzierenden Platte zu erzeugen. Eine Beschreibung dieser Maschine wäre doch kaum erschienen, da das ganze Arrangement sich als eine für Registrierungsbetriebe zu komplizierte Einrichtung zeigte. Als Laboratoriumsapparat ist die Maschine aber gut geeignet und da es nun möglicherweise von Interesse sein könnte, werde ich kurz eine Besprechung betreffs der Konstruktion und des Gebrauchs vornehmen.

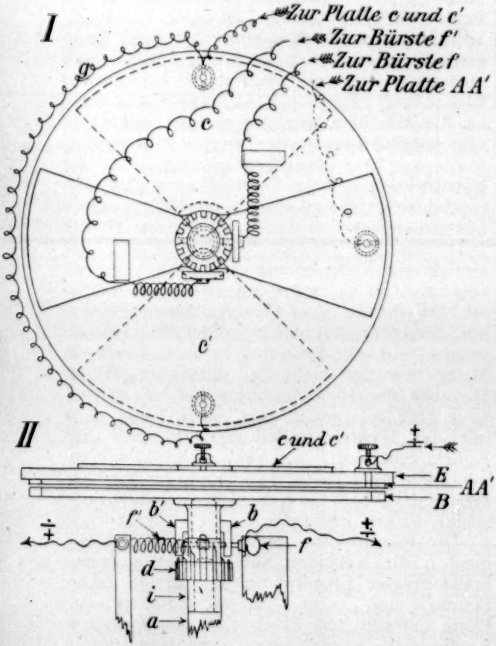
An dem Observatorium des Norwegischen Meteorologischen Instituts war bis zum Herbst 1907 beim Registrieren des luftelektrischen Potentials ein Radiumpräparat als Kollektor verwendet. Um zu vermeiden, daß dieses Präparat auf die an dem Observatorium installierten Zerstreuungsapparate schädlich einwirken würde, war der Kollektor in einem Turm 50 Meter von dem Gebäude entfernt aufgestellt. Da aber der Isolationsverlust der langen Leitung groß sein mußte, war der Kollektor statt mit der Elektrometerleitung direkt mit der Kollektorplatte AA' (siehe Figur) einer Maschine, die nach ganz demselben Prinzip als die von Herrn Einstein vorgeschlagene Influenzmaschine wirkte, verbunden.

Die Konstruktion der Maschine ist die folgende: die Kollektorplatte $A\,A'$ ist zu einer kreisförmigen Ebonitplatte E befestigt. Die Platten c und c' sind an derselben isolierenden Platte befestigt und durch einen bügelförmigen Kupferdraht g verbunden. Sie sind durch einen anderen Draht zur Erde abgeleitet. C und C' sind Erdschienen genannt. Die bewegliche (rotierende) Platte B hat dieselbe Form als $A\,A'$ und ist mit zwei Lamellen b und b' versehen. Der Isolator i ist aus Ebonit gedrechselt und dient zur Befestigung der Platte

B und der Blindlamellen, welche auf einem Bunde d des Isolators befestigt und so voneinander isoliert sind. Diese Lamellen dienen nur dazu, die Auffangbürsten f und f' während des Ganges der Maschine einigermaßen ruhig zu halten. Die Bürsten bestehen aus zwei Teilen: einer Spiralfeder und einem Schleppkontakt. Die Spiralfedern müssen, um gut zu arbeiten, die richtige Länge (Schwingungsdauer!) haben. Die Schleppkontakte müssen nicht zu kurz sein, sonst haken sie sich in den Lamellen fest und die Maschine wird zerstört. Die Achse A führt direkt zu einem elektrischen Motor, welcher der Multiplikatorplatte eine Umdrehungsgeschwindigkeit von 10 mal pro Sekunde gibt. Übrige Anordnungen: Stellung der Bürsten etc. können aus den Zeichnungen gesehen werden.

Wirkungsart und Gebrauch.

Die Platte E kann mittelst Stellschrauben in dem erwünschten Abstand von der Rotationsebene der Platte B gebracht werden, wodurch also das Potential des sekundären Systems richtig eingestellt werden kann. Wird nun zum Beispiel AA' positiv geladen, so wird B in der an der Figur angegebenen Stellung sich an der oberen Seite mit negativer Elektrizität belegen, indem eine gleiche Menge positive Elektrizität durch die Bürste f zu dem Elektrometer weggestoßen wird. Dreht sich nun B ein wenig zur Seite, wird die Verbindung mit der Bürste f aufgehoben und B behält seine Ladung, bis die weitere Drehung sie mitten unter die Platten c, c' gebracht hat, hier ist sie aber der influenzierenden Wirkung der Platte AA' entzogen und kann dann ihre ganze Ladung zu der Bürste f', welche nun in Berührung der einen der zwei Lamellen (nach Drehungsrichtung) b oder b' gekommen ist, abgeben. f' war durch ein feines Galvanometer zur Erde abgeleitet. B bewegt sich nun ungeladen fort, bis sie sich 180° von dem Ausgangspunkt gedreht hat und sich wieder unter AA' befindet. Hier wird eine neue Ladung induziert und so fort. Es gehen also für jede Umdrehung der Multiplikatorplatte zwei positive und zwei negative Stromstöße von der Maschine in die Leitungen hinaus.



I. Die Maschine von unten gesehen.
II. Die Maschine von der Seite gesehen.
Alle Blindlamellen, ausgenommen die zwei, die 90° mit b und b' ausmachen, sind wegen der Deutlichkeit mehr oder minder oben abgebrochen.
Die Bezeichnungen $+$ $\mp$ an Zeichnung II geben an, welche Vorzeichen die Pole der Maschine erhalten werden, wenn AA' positiv oder negativ geladen wird.

Die Größe der produzierten Elektrizitätsmengen hängt nun nur von der Größe der Maschine, der Potentialdifferenz der Platten $AA'B$ und der Geschwindigkeit der Maschine ab.

Das Galvanometer war, um den Isolationsfehler der Elektrometerleitung zu kontrollieren, in der Erdleitung eingeschoben. Man kann natürlich hier die Potentialvariationen mit dem Galvanometer allein registrieren, indem man auch f zur Erde ableitet und die Leitungen gut gegen Influenz des Erdfeldes schützt, dann muß aber der Motor mit konstanter Geschwindigkeit laufen und dies ist bei Gleichstrommotoren nicht möglich, wohl aber bei dreiphasigen Wechselstrommaschinen. Ich werde nun bemerken, daß Apparate, nach diesem Prinzip wirkend, sehr sorgfältig und solid verarbeitet werden müssen, da die beim Gange der Maschine verursachten Erschütterungen sonst leicht Spannungsvariationen mitführen, die die Meßinstrumente recht deutlich beunruhigen können.

Schließlich werde ich bemerken, daß ich nach demselben Prinzip einen neuen Kollektor konstruiert habe. Man wird nämlich leicht verstehen, daß die Platte B Elektrizität beim Rotieren in irgendeinem elektrischen Felde liefert. Entfernt man also die Platte AA' und läßt B in das Erdfeld herausschlagen, so wird Elektrizität produziert. Die Beschreibung dieses neuen mechanischen Kollektors wird im Berichte des luftelektrischen Observatoriums des

Norwegischen Meteorologischen Instituts erscheinen.

Kristiania, im Mai 1908.

(Eingegangen 25. Mai 1908.)

Mechanischer Apparat zur Veranschaulichung der Drehstrom- und Drehfelderzeugung.

Von L. Kann.

Die Apparate zur Veranschaulichung der Vorgänge bei der Drehstromerzeugung leiden bisher alle an dem Übelstande, daß sie das Zustandekommen der wechselnden elektromotorischen Kräfte (oder Ströme) in den drei Zweigen mit ihren charakteristischen Phasenunterschieden nicht zwangläufig aus der Natur des Feldes folgend aufzeigen und überdies nicht unmittelbar erkennen lassen, daß die algebraische Summe der in den drei Zweigen induzierten elektromotorischen Kräfte (Ströme) in jedem Moment gleich Null ist. Und gerade das sind die wesentlichsten Anforderungen, die an ein solches Demonstrationsmittel gestellt werden sollten.

Sie werden von dem nachstehend beschriebenen Apparate vollauf erfüllt:

Auf der vertikalen Kreisscheibe A sind drei um je 120^0 versetzte Führungsbügel B I, II und III aus Messing — wie Fig. 1, 2 und 3 zeigt — aufmontiert. Sie stellen die drei Phasen des Drehstromankers dar, der sich zwischen den Polen N und S im Sinne des Uhrzeigers gleichmäßig drehen möge.

Längs dieser Bügel verschiebbar sind schwere Kugeln K angeordnet, an denen Gummischnüre G oder Federn f so befestigt sind, daß die Nullage der Kugeln mit dem Mittelpunkt der unterhalb der Bügel auf der Scheibe angebrachten Teilkreise T übereinstimmt. Um diese Mittelpunkte sind auch die Zeiger Z drehbar.

Zur Einstellung in die Nullage wird die Scheibe A horizontal gelegt. Dann führt man die an der (von der Feder F getragenen) Hülse H befestigten Schnüre G um die Röllchen r und durch entsprechende Bohrungen in den Kugeln K zu den Wirbeln W, mittels welcher ihnen die gewünschte Spannung erteilt wird. Nunmehr werden die Kugeln in ihre Nullstellung oberhalb der Mittelpunkte der Teilkreise T geschoben und sodann an den Schnüren mittels der Schräubchen s fixiert.

Diese Spannung wollen wir als Nullspannung bezeichnen und eine Vermehrung der Spannung des betreffenden Schnur- oder Federteils durch die Schwere der Kugel als +-Spannung, eine Verminderung als —-Spannung. —

Die in den drei Wicklungen eines Drehstromgenerators induzierten elektromotorischen Kräfte sind in jedem Moment proportional der Zahl der (pro 1″) geschnittenen Kraftlinien. Ein Maß derselben gibt die Projektion der bei der Drehung durch die Schwere stets sich vertikal, also parallel zu den Kraftlinien des Magnetfeldes einstellenden Zeiger Z auf die Richtung der Messingbügel (Wicklungsebene).

In genau gleicher Weise hängen aber die Spannungsänderungen der Schnüre oder Federn durch die nur längs der Bügel verschiebbaren Kugeln in dem zum angenommenen Kraftlinienfeld parallelen Schwerefeld ab von der Lage

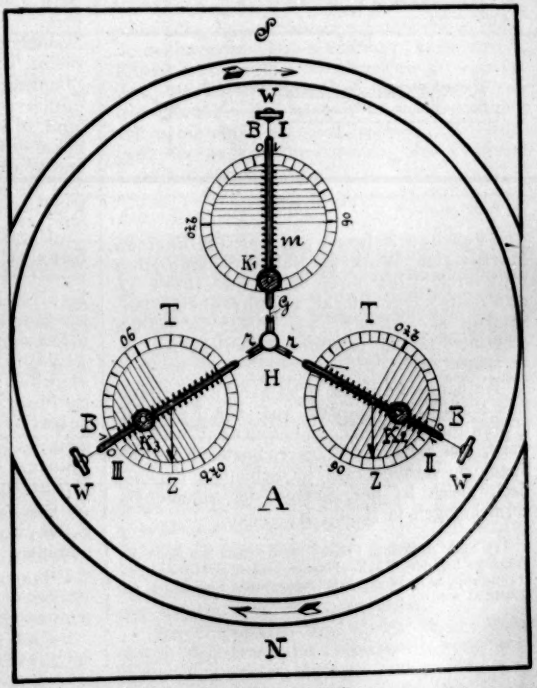


Fig. 1. 1/5 nat. Größe.

des betreffenden Bügels im Felde; so daß also die längs der Bügel zur Wirkung kommenden Komponenten der Schwere — angezeigt durch die Verschiebungen der Kugeln aus ihren Nullagen — proportional sind den an den betreffenden Stellen des Feldes in den Wicklungen des Drehstromankers induzierten elektromotorischen Kräften.[1])

So zeigt gerade die Kugel K_1 in ihrer Maximalausweichung eine gegen den Mittelpunkt zu gerichtete — nehmen wir an positive — maximale Spannung in der Wicklung I an; K_2 und K_3 eine halb so große negative in den Wicklungen II und III.

Es kann nun leicht gezeigt werden, daß die algebraische Summe dieser Spannungen gleich Null ist: aus der Summe der cos

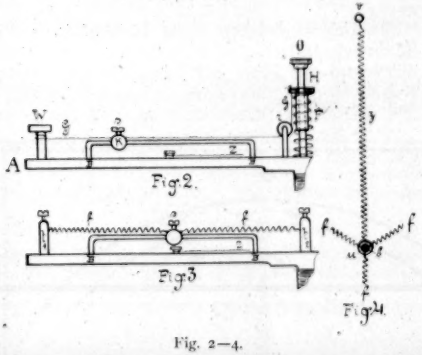


Fig. 2—4.

der von den Zeigern auf den Teilkreisen markierten Winkel. Selbstverständlich läßt sich dies auch ohne weiteres an den längs der Bügel angebrachten Teilungen m ablesen, — wobei die in die schraffierte Hälfte fallenden Teilstriche negativ zu zählen sind.

Rein mechanisch gibt sich dies durch das Ruhigbleiben der auf der Feder F sitzenden Hülse H zu erkennen; was beweist, daß z. B. in dem gezeichneten Falle die Spannungsverminderung im Schnurteil I numerisch gleich ist der Summe der Spannungsvermehrungen in II und III.

1) Nach demselben Prinzip können natürlich auch die Vorgänge bei der Wechselstrom- oder Gleichstromerzeugung, z. B. in den Windungen eines Ringankers demonstriert werden.

Wird auf den mechanischen Nachweis, daß die algebraische Summe der Spannungen in jedem Momente gleich Null sei, verzichtet, so läßt sich der Apparat noch etwas einfacher ausgestalten, wie aus Fig. 3 wohl ohne weiteres ersichtlich ist.

Es erübrigt nun noch zu zeigen, daß die drei Wechselströme des Drehstroms in drei feststehenden Wicklungen (eines sogen. Stators) ein konstantes, rotierendes resultierendes Kraftlinienfeld ergeben — das Drehfeld.

Zu diesem Zwecke werden die Enden der Federn f, wie Fig. 4 zeigt, in einen freien Knopf b vereinigt, der in den Ring u einer Feder z leicht drehbar eingelegt wird, deren anderes Ende v am oberen Teile S des ruhenden Magnetgestells festgemacht wird, das nun keine Bedeutung mehr als Magnetfeld hat, sondern bloß als mechanisches Gestelle für die Scheibe A dient.

Wird nun die Scheibe wie früher gedreht — wobei wir jedoch annehmen, daß die in den Wicklungen auftretenden Spannungen (Ströme) nicht erst durch die Bewegung induziert, sondern von außen hineingeschickt werden —, so zeigt sich, daß bei einer bestimmten konstanten Spannung der Feder z der Knopf b in Ruhe bleibt, daß also die „vektorische Summe" der Spannungen in den drei Wicklungen — und mithin auch die der denselben proportionalen (und zu ihnen senkrecht stehenden) Kraftlinienflüsse — einen Vektor gibt, der konstante Größe und konstante Richtung hat (für die Spannungen und Ströme nach abwärts, für das resultierende Kraftlinienfeld um 90^0 nach rechts gedreht).

Ergibt sich demnach bei gedrehter Scheibe ein konstantes, feststehendes resultierendes Kraftlinienfeld aus den Kraftlinien des in die drei Wicklungen hineingeschickten Dreiphasenstroms, so müssen die gleichen Ströme in den ruhenden Wicklungen relativ das gleiche Feld ergeben: es muß also bei feststehend gedachter Scheibe ein (mit derselben Geschwindigkeit wie früher die Scheibe) gegen den Uhrzeiger rotierendes konstantes Kraftlinienfeld auftreten — das Drehfeld.

Die Fabrikation des Apparates hat die Fa. E. Leybold's Nachfolger in Cöln a. Rh. übernommen.

Pilsen, Mai 1908.

(Eingegangen 26. Mai 1908.)

BERICHTE ÜBER WISSENSCHAFTLICHE VERSAMMLUNGEN.

XV. Hauptversammlung der Deutschen Bunsengesellschaft für angewandte physikalische Chemie (früher Deutsche Elektrochemische Gesellschaft) in Wien am 28.—31. Mai 1908.

Die 15. Hauptversammlung der Deutschen Bunsengesellschaft für angewandte physikalische Chemie fand in Wien vom 28.—31. Mai statt. Die zahlreich versammelten Teilnehmer wurden am 28. abends vom Oberbürgermeister Lueger im Rathaus begrüßt und durch ein glänzendes Festessen bewirtet. Am 29. früh 9 Uhr begann die eigentliche Tagung mit den üblichen Begrüßungsansprachen seitens des Unterrichtsministers Dr. Marchet, den Vertretern der Wiener Hochschulen, des Lokalkomitees und der an der Versammlung beteiligten Behörden und Vereine. Die Sitzung fand in dem freundlichst zur Verfügung gestellten Saale des Österr. Ingenieur- und Architektenvereins statt. Der Vorsitzende, W. Nernst-Berlin, teilte zunächst mit, daß der Vorstand die im Vorjahre von Geheimrat Böttinger gestiftete Bunsen-Medaille zum erstenmal an Fr. Kohlrausch verliehen habe. Der Empfänger konnte leider aus Gesundheitsrücksichten nicht persönlich zugegen sein, hatte jedoch seine Tochter und seinen Schwiegersohn, Herrn und Frau Geheimrat Hallwachs-Dresden, mit seiner Vertretung beauftragt. Herr Hallwachs verlas ein längeres Schreiben Kohlrauschs, in dem er die historische Entwickelung seiner klassischen Untersuchungen über das Leitvermögen der Elektrolyte beschrieb. Der Brief wird in dem Verhandlungsbericht abgedruckt werden.

Als allgemeines Verhandlungsthema war „Photochemie" gewählt worden. Zuerst gab Luther-Dresden einen Überblick über die bisherigen Ergebnisse der photochemischen Forschung und ihre Bedeutung, dann sprach Trautz-Freiburg über Chemilumineszenz mit Demonstrationen. Byk-Berlin entwickelt eine neue Theorie der photochemischen Prozesse, die in gewisser Beziehung die photochemische Wirkung auf eine Art Elektrolyse durch Wechselstrom zurückführt. In der Diskussion erhoben Luther und Weigert-Berlin, deren Versuche über die Umwandlung von Anthracen in Dianthracen Byk zur Bestätigung seiner Theorie benutzt hatte, Einwände; besonders ersterer hielt die Aufstellung einer allgemeinen Theorie für verfrüht. Dann sprachen Stobbe-Leipzig: Photochemie organischer Verbindungen, Schaum-Marburg über die Anwendung der Photochemie auf die Photographie und Schefer-Berlin über Beiträge zur physikalischen Chemie der photographischen Platte. Den meisten Beifall fand von Hübl-Wien mit seinem Vortrag über Farbenphotographie, der das Lumièresche Autochromverfahren an der Hand sehr gelungener Projektionsbilder erläuterte. Der Vortrag von Wiesner-Wien über Anwendung photochemischer Lichtmessungen wurde von einem Assistenten des Verfassers verlesen.

Die Reihe der Einzelvorträge eröffnete Brauner-Prag: Über die Stellung der seltenen Erden im periodischen System. Dann folgten Skrabal-Wien: Zur Reaktionsstufenregel und Rothmund-Prag: Über Löslichkeitsbeeinflussung.

Schluß der Sitzung gegen 6 Uhr. Am Abend waren den Teilnehmern Billetts zum k. k. Hofburg- und Hofoperntheater zur Verfügung gestellt worden.

Am 30. wurde die Sitzung früh 9 Uhr vom Vorsitzenden eröffnet und zunächst die geschäftliche Tagesordnung erledigt. Zum Vorsitzenden wurde Dr. Marquart-Bettenhausen-Kassel, zum zweiten Vorsitzenden W. Nernst und zum Kassenführer H. v. Böttinger-Elberfeld gewählt. Die nächste Jahresversammlung soll unmittelbar vor dem internationalen Kongreß für angewandte Chemie, der Pfingsten 1909 in London stattfindet, und zwar möglichst auf dem Wege nach England abgehalten werden. Vorläufig sind Kiel oder Aachen in Aussicht genommen.

Im wissenschaftlichen Teil sprachen Trautz-Freiburg: Anwendung des Nernstschen Wärmetheorems auf das Sulfurylchloridgleichgewicht, Bodenstein-Berlin: Messungen von Gasgleichgewichten, Nernst-Berlin: Zur Theorie der elektrischen Nervenreizung, Weiß-Treibach: Über pyrophore Legierungen, Doelter-Wien: Über elektrolytische Dissoziation im festen Zustande, Loeb-Berlin: Über die chemischen Wirkungen der dunklen Entladung, Leithäuser-Charlottenburg: Über die Analyse von Stickoxyden mittels Absorptionsmessungen, Henry-Paris: Über die Brownsche Bewegung mit kinematographischen Demonstrationen. Den Schluß der Sitzung bildete gegen 1 Uhr ein Vortrag von H. Goldschmidt-Essen: Über neue Thermitreaktionen, der durch eine Reihe wohlgelungener Experimente erläutert wurde.

Am Nachmittag des 30. Mai fanden wahlweise Besichtigungen verschiedener Institute statt. Besonderes Interesse erregte das neue elektrotechnische Institut der Technischen Hoch-

schule, ferner die Demonstration einer relativ sehr großen Radiummenge. Gleichzeitig fand noch eine allerdings schwach besuchte Sitzung statt, in der die folgenden Vorträge gehalten wurden: Kowalski-Freiburg: Beiträge zur Photolumineszenz, H. Goldschmidt-Kristiania: Über Alkylierungsgeschwindigkeiten, v. Antropoff-London: Über das gemeinsame Vorkommen von Argon und Zirkon in radioaktiven Mineralien, Lichtenstein-Königinhof: Über die Azoentwickler, Weigert-Berlin: Ozonzersetzung im Licht, Abel-Wien: Jod-Jodionenkatalyse des Wasserstoffsuperoxyds, Sackur-Breslau: Passivität in saurer Lösung, Reiß-Frankfurt: Anwendungen der Refraktometrie in der Physiologie und Pathologie des Menschen.

Am Abend versammelten sich die Teilnehmer zu einem wohlgelungenen Festmahl im Hotel Savoy, und am Sonntag den 31. wurde die Versammlung durch einen gemeinsamen Ausflug nach dem Semmering beschlossen.

O. Sackur.

(Eingegangen 6. Juni 1908.)

BESPRECHUNGEN.

K. Wernicke, Die Isoliermittel der Elektrotechnik. (Elektrotechnik in Einzel-Darstellungen. Heft 10.) 8. IX u. 184 S. mit 60 Abbildungen und 1 Ausschlagtabelle. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn. 1908. M. 5.50, gebunden M. 6.—

Das Buch behandelt die Anforderungen, die Prüfung und Anwendung der gebräuchlichen Isoliermaterialien, die in elektrischen Maschinen benutzt werden, sowie die Besonderheiten der Freileitungsisolatoren. Da übersichtliche Zusammenfassungen der zahlreichen Erfahrungen in diesem Gebiete bisher fast gänzlich fehlen, so sichert sich das Werkchen den ihm gebührenden Platz von selbst.

R. Rüdenberg.

Johannes Bruns, Die Telegraphie in ihrer Entwickelung und Bedeutung. („Aus Natur und Geisteswelt", 183. Bändchen.) 16. II u. 135 S. mit 4 Figuren im Text. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. M. 1,—, geb. M. 1,25.

Jedem, der sich über die Entwicklung der Telegraphie von ihren ersten Uranfängen — den optischen und akustischen Signalen — an bis zu ihrem heutigen Stande mühelos unterrichten will, sei dieses Bändchen der Teubnerschen Sammlung angelegentlich empfohlen.

Max Iklé.

K. Stockhausen, Der eingeschlossene Lichtbogen bei Gleichstrom. gr. 8. VIII u. 210 S. mit 59 Abbildungen und 4 Tafeln. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1907. M. 6.—, gebunden M. 7.—

Überaus zahlreiche Versuchsreihen über den eingeschlossenen Bogen von teils wissenschaftlichem, teils technischem Interesse sind in dieser wertvollen Monographie zu einem einheitlichen Ganzen verarbeitet. Neben den üblichen photometrischen Messungen dehnt der Verfasser seine Untersuchungen auch auf die mechanischen, elektrischen und chemischen Einzelvorgänge aus, Gebiete, auf denen bei eingeschlossenem Lichtbogen ausgedehntere Versuche bisher nicht vorlagen.

R. Rüdenberg.

Berichtigung.

In meiner Mitteilung „Über das Mesothorium" dieser Zeitschr. **9**, 392, 1908, sind zwei sinnentstellende Verwechslungen unterlaufen:

Seite 399 rechts Zeile 6 v. o. muß es heißen „Ioniums" statt „Thoriums",

" " " Zeile 16 v. o. ebenfalls „Ionium" statt „Thorium".

Otto Hahn.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Zürich der frühere Oberrealschuldirektor (in Straßburg) Dr. E. Cherbuliez für Geschichte der Physik und mathematische Physik, an der böhmischen Universität in Prag Dr. Stanislav Hanzlik für Meteorologie und Klimatologie, an der deutschen Technischen Hochschule in Prag Dr. techn. Alfred Haerpfer für Geodäsie.

Ernannt: Der Professor Dr. O. Aschan zum ord. Professor der Chemie an der Universität Helsingfors, Dr. R. O. Smith zum a. o. Professor der Chemie am Rutgers College in Philadelphia, der Privatdozent an der Universität Wien Dr. Friedrich von Lerch zum a. o. Professor für Experimentalphysik an der Universität Innsbruck.

In den Ruhestand: Der Professor der technischen Chemie an der Technischen Hochschule Zürich Dr. E. Grandmougin, der Professor der Chemie an der Universität Rochester Dr. S. A. Lattimore, der Professor der Physik an der Universität Princeton Dr. C. F. Bracket, der Professor der Chemie an der Universität Budapest Dr. Karl v. Than.

Gestorben: Professor Dr. J. Mooser in St. Gallen (Ehrenmitglied der Physikalischen Gesellschaft Zürich), Staatsrat H. W. Struve (Chemie) in Tiflis.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.